



HAL
open science

Exaltation des Non Linéarités du Troisième Ordre dans les Structures à Cristal Photonique

Magali Astic

► **To cite this version:**

Magali Astic. Exaltation des Non Linéarités du Troisième Ordre dans les Structures à Cristal Photonique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00579136

HAL Id: tel-00579136

<https://pastel.hal.science/tel-00579136>

Submitted on 23 Mar 2011

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.

N° d'ordre : 9341

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L' UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

PAR

Magali ASTIC

Exaltation des Non Linéarités du Troisième
Ordre dans les Structures à Cristal Photonique

Soutenue le 19 décembre 2008 devant la Commission d'Examen :

M. Benoît BOULANGER
M. Jean-Louis COUTAZ
M. Philippe DELAYE
M. Robert FREY
M. Jean-Michel LOURTIOZ
M. Michel PUGNET
Mme Rama RAJ

Rapporteur
Examineur
Invité
Directeur de thèse
Président
Rapporteur
Examinatrice

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse de l'Université Paris XI a été réalisé au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, au sein du groupe MANOLIA (Matériaux Non Linéaires et Applications).

Je souhaite tout d'abord remercier Arnold Migus et Jean-Louis Martin, directeurs successifs de l'Institut d'Optique Graduate School, ainsi que Pierre Chavel, directeur du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, pour m'avoir permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie vivement Gérald Roosen, directeur du groupe Manolia, pour m'avoir accueillie au sein de ce groupe de recherche. Je le remercie pour tout l'intérêt qu'il a toujours montré pour mon travail ainsi que pour tous ses conseils avisés. Je tiens à exprimer à Robert Frey, mon directeur de thèse, ma plus profonde gratitude pour toute l'aide qu'il a pu m'apporter au cours de ces années de thèse. Cette thèse n'aurait pas vu le jour sans ses précieux conseils et son aide exceptionnelle concernant les aspects théoriques et expérimentaux de ce travail. Je le remercie également pour m'avoir si souvent guidée, conseillée et toujours soutenue dans les différents choix que j'ai eu à prendre au cours de ces années. Je voudrais également remercier Philippe Delaye, pour ses multiples et si précieux conseils, pour s'être toujours rendu disponible pour débloquer une manip parfois récalcitrante ainsi que pour toute sa sympathie.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Messieurs Benoît Boulanger et Michel Pugnet pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je remercie également très vivement Madame Rama Raj et Monsieur Jean-Louis Coutaz pour leur participation à mon jury ainsi que Monsieur Jean-Michel Lourtioz pour avoir accepté de présider ce jury.

Je remercie également tous les partenaires et collaborateurs de l'ACI Nanosciences au sein de laquelle se déroulait ce travail : le Laboratoire de Photonique et Nanostructures à Marcoussis, le LEOM de l'Ecole Centrale de Lyon et le Laboratoire de Spectrométrie Physique de Saint Martin d'Hères sans qui cette thèse n'aurait pu voir le jour.

Je voudrais également remercier l'ensemble du groupe Manolia pour toute l'aide technique et morale dont chaque membre m'a fait profiter. Merci à Gilles Pauliat, Nicolas Dubreuil et

Carole Arnaud pour tous leurs conseils avisés. Merci à Mireille Cuniot-Ponsard, véritable rayon de soleil, pour toute sa sympathie, son soutien sans faille, son extraordinaire bonne humeur. Merci à Jean-Michel Desvignes pour sa gentillesse et pour nous faire tant rire chaque 1^{er} avril. Merci à Sylvie Lebrun pour son incroyable gentillesse, pour m'avoir souvent soutenue, épaulée et toujours encouragée. Je souhaite la remercier pour toute l'aide qu'elle m'a apporté concernant l'Optique Non Linéaire mais aussi pour ses si précieux conseils concernant la cuisine ou le jardinage. Merci également à Christiane Vergilino et Françoise Bridou pour toute leur sympathie. Je souhaite également remercier Richard de La Rue pour toute sa gentillesse et pour tout l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail lors de ses séjours au sein du groupe. Je voudrais enfin remercier tous les doctorants et post doctorants du groupe pour leur sympathie et l'agréable ambiance de travail qu'ils ont pu apporter : Denis Träger et Luca Razzari pour leur précieuse aide concernant la mise en place et la prise en main de la manip, Sofiane Bahbah, Kafing Keita et Nadia Boulay pour leurs délicieux gâteaux, Guillaume Maire, Frédéric Guattari et Félix Kroëger pour avoir été de formidables coloc' de bureau mais aussi Sébastien Maerten, Vincent Reboud, Qiong He, Pierre Barthélémy, Alexandre Baron, Beena Mary-John, Alexander Ryasnyanskiy et Kevin Contreiras pour leur sympathie.

Je souhaite remercier la société Optoprim par le biais d'Arnaud Langlois ainsi que Philippe Lalanne (groupe Naphel) pour leurs prêts respectifs de leurs caméras IR sans lesquelles je n'aurai pu réaliser les mesures sur l'échantillon III-V.

Je tiens également à remercier l'ensemble des doctorants, des post doctorants, du personnel de l'Institut d'Optique Graduate School et notamment des ateliers d'Optique et de Mécanique pour toute l'aide que chacun m'a apporté au cours de cette thèse.

Enfin je souhaiterais remercier mes parents ainsi que ma famille pour leur précieuse aide morale au cours de ces années, pour m'avoir toujours soutenue et accepté mes nombreuses absences. Je voudrais également remercier tous mes amis pour tout le soutien : Fabien, Stéphan & Fred, Isa et les Garçons, Anne & Philippe, Luc, la famille Prandi, Sophie & Antoine, Noémie & Rémi.

Enfin merci de tout cœur à Christophe pour son soutien sans faille, ses encouragements sans limite et tous les compromis acceptés. Cette thèse est définitivement et sans conteste aussi la tienne.

Table des matières

INTRODUCTION	1
I. OPTIQUE NON LINEAIRE ET CRISTAUX PHOTONIQUES	5
I.1 OPTIQUE NON LINEAIRE DU TROISIEME ORDRE	5
I.1.1 NON LINEARITES OPTIQUES D'ORDRE TROIS	5
I.1.2 PROCESSUS OPTIQUES NON LINEAIRES DU TROISIEME ORDRE	7
I.1.3 PORTEURS LIBRES	10
I.1.4 CHAMP LOCAL ET CRISTAUX PHOTONIQUES	11
I.2 ÉTAT DE L'ART GENERAL DES CRISTAUX PHOTONIQUES	15
I.3 ÉTUDES SUR LES NON-LINEARITES D'ORDRE TROIS DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES	18
I.3.1 STRUCTURES SANS DEFAUT	18
I.3.2 MICROCAVITES ET EFFETS NON LINEAIRES	20
CONCLUSION	21
II. MODELISATION DU MELANGE A QUATRE ONDES DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES 1D	23
II.1 DESCRIPTION DU FORMALISME MATRICIEL UTILISE	23
II.1.1 THEORIE DU MELANGE A QUATRE ONDES DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE 1D	23
II.1.2 MELANGE A QUATRE ONDES DEGENEREEES DANS LES MATERIAUX STRUCTURES	24
II.1.2.1 Propagation linéaire du faisceau pompe	25
II.1.2.2 Propagation non linéaire des faisceaux sonde et conjugué	27
II.2 RESULTATS DES MODELISATIONS	30
II.2.1 MELANGE A QUATRE ONDES DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE 1D	30
II.2.1.1 Localisation de la lumière dans un cristal photonique 1D parfait	31
II.2.1.2 Réflectivité conjuguée en phase dans un cristal photonique 1D	33
II.2.2 MELANGE A QUATRE ONDES DANS UNE MICROCAVITE	44
II.2.2.1 Champ interne en présence de défaut	44
II.2.2.2 Influence de la nature et du positionnement du défaut dans la structure	46
II.2.2.3 Angle d'incidence de la sonde	48
II.2.2.4 Épaisseur du défaut	50
II.2.2.5 Puissance de pompe	52
II.2.2.6 Contraste d'indice entre les couches	53
II.2.2.7 Influence des pertes	54
II.2.3 MELANGE A QUATRE ONDES DANS DES MICROCAVITES COUPLEES	57
II.2.3.1 Désaccord et incidence nuls	57
II.2.3.2 Influence du désaccord	58
II.2.3.3 Désaccord optimal	62
II.2.3.4 Influence de l'angle de la sonde	64
II.2.3.5 Influence des pertes	66
II.3 ÉTUDE THEORIQUE COMPARATIVE DES DIFFERENTES STRUCTURES	69
II.3.1 ÉTUDE COMPARATIVE EN L'ABSENCE DE PERTES PAR DIFFUSION	69
II.3.2 ÉTUDE COMPARATIVE EN PRESENCE DE PERTES PAR DIFFUSION	71
CONCLUSION	72
III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	75
III.1 SOURCE UTILISEE	75
III.1.1 LASER Nd:YAG DOUBLE EN FREQUENCE	77
III.1.2 GENERATION PARAMETRIQUE OPTIQUE (GPO)	77
III.1.3 AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE	79

III.2 FABRICATION DES ECHANTILLONS.....	80
III.2.1 CRISTAL PHOTONIQUE COMPOSE DE MATERIAUX II-VI.....	81
III.1.1.1 Fabrication du cristal photonique composé de matériaux II-VI.....	81
III.2.1.2 Caractéristiques du cristal photonique composé de matériaux II-VI.....	83
III.2.2 CRISTAL PHOTONIQUE COMPOSE DE MATERIAUX III-V.....	84
III.2.2.1 Fabrication du cristal photonique composé de matériaux III-V.....	84
III.2.2.2 Caractéristiques du cristal photonique composé de matériaux III-V.....	85
III.3 EXPERIENCES DE MELANGE A QUATRE ONDES.....	87
III.3.1 DISPOSITIF.....	87
III.3.2 TECHNIQUES DE MESURES.....	90
III.3.2.1 Positionnement spatial des faisceaux sur les échantillons.....	90
III.3.2.2 Superposition temporelle des faisceaux sur les échantillons.....	91
III.3.2.3 Interférences sur la réflectivité conjuguée en phase de l'onde signal.....	94
III.3.2.4 Interférences sur la réflectivité non linéaire de la sonde.....	96
III.3.2.5 Fragilité du cristal photonique III-V.....	104
CONCLUSION.....	108

IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISONS AVEC LES CALCULS THEORIQUES **109**

IV.1 CRISTAL PHOTONIQUE COMPOSE DE MATERIAUX II-VI.....	109
IV.1.1 REFLECTIVITE LINEAIRE.....	109
IV.1.2 REFLECTIVITE NON LINEAIRE.....	111
IV.1.2.1 Spectres de réflectivité non linéaire.....	111
IV.1.2.2 Variations d'indice photo induites.....	113
IV.1.2.3 Réponse temporelle – Origine de la non linéarité.....	116
IV.1.2.4 Évaluation expérimentale du facteur de champ local.....	118
IV.1.3 MELANGE A QUATRE ONDES DEGENEREEES EN FREQUENCE.....	119
IV.1.3.1 Spectres de réflectivité conjuguée en phase.....	119
IV.1.3.2 Dépendance en énergie de la susceptibilité non linéaire de mélange à quatre ondes.....	121
IV.1.3.3 Comparaison entre réflectivité conjuguée calculée et mesurée.....	123
IV.2 CRISTAL PHOTONIQUE COMPOSE DE MATERIAUX III-V.....	124
IV.2.1 REFLECTIVITE LINEAIRE.....	124
IV.2.2 REFLECTIVITE NON LINEAIRE.....	125
IV.2.2.1 Spectres de réflectivité non linéaire.....	125
IV.2.2.2 Variations d'indice photo induites.....	126
IV.2.2.3 Réponse temporelle – Origine des non linéarités.....	126
IV.2.2.4 Évaluation des susceptibilités non linéaires instantanée et de porteurs libres et estimation du facteur de champ local.....	128
IV.2.3 COMPARAISON AVEC LES CALCULS THEORIQUES POUR LA REFLECTIVITE LINEAIRE.....	131
IV.2.3.1 Paramètres de référence.....	131
IV.2.3.2 Variation d'épaisseur des couches d'AlOx.....	132
CONCLUSION.....	138

V. ETUDE THEORIQUE DES EFFETS NON LINEAIRES DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE A DEUX DIMENSIONS **141**

V.1 INTRODUCTION	141
V.2 LE CRISTAL PHOTONIQUE 2D ETUDIE	142
V.2.1 PRINCIPE DU CRISTAL PHOTONIQUE 2D CONSIDERE	142
V.2.2 DESCRIPTION DU CRISTAL PHOTONIQUE 2D CONSIDERE	144
V.2.3 DECOMPOSITION EN SERIE DE FOURIER DES PERMITTIVITES ET SUSCEPTIBILITES NON LINEAIRES DU CRISTAL PHOTONIQUE 2D	146
V.3 PROPAGATIONS LINEAIRE ET NON LINEAIRE DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE 1D INCLINE	147
V.3.1 DECOMPOSITION EN SERIE DE FOURIER DES CONSTANTES DE PERMITTIVITE LINEAIRE ET SUSCEPTIBILITES NON LINEAIRES	148

V.3.2	PROPAGATION LINEAIRE	148
V.3.2.1	Approximation de désaccord de phase faible	149
V.3.2.2	Calcul de la réflectivité du cristal photonique 1D	150
V.3.2.3	Évaluation des champs et intensités locaux	152
V.3.2.4	Simulations numériques	153
V.3.3	PROPAGATION NON LINEAIRE	156
V.3.3.1	Propagation des ondes de pompe	157
V.3.3.2	Propagation des ondes 'signal' \underline{E}_S et \underline{E}_{SD}	158
V.3.3.3	Propagation des ondes 'conjuguées' \underline{E}_C et \underline{E}_{CD}	158
V.3.3.4	Simulations numériques	161
V.4	PROPAGATIONS LINEAIRE ET NON LINEAIRE DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE A DEUX DIMENSIONS	163
V.4.1	PROPAGATION LINEAIRE	163
V.4.1.1	Approximation de désaccord de phase faible	164
V.4.1.2	Calcul de la réflectivité du cristal photonique 2D	165
V.4.1.3	Évaluation de l'intensité locale dans le cristal photonique 2D	168
V.4.1.4	Simulations numériques	168
V.4.2	PROPAGATION NON LINEAIRE	172
V.4.2.1	Propagation des ondes de pompe	173
V.4.2.2	Propagation des ondes signal	173
V.4.2.3	Propagation des ondes conjuguées	173
V.4.2.4	Simulations numériques	177
V.5	DISCUSSION DES RESULTATS	179
CONCLUSION		185
ANNEXES		189
TABLE DES REFERENCES		209

INTRODUCTION

De nombreuses recherches ont été entreprises depuis la proposition faite par E. Yablonovitch des cristaux à bande photonique interdite [Yablonovitch 94] pour étudier et / ou réaliser de telles nanostructures dans le domaine optique ([Joannopoulos 95] [Krauss 99] [Lourtioz 03]). Ces études ont ouvert la voie à la réalisation de micro-circuits optiques du futur pour le traitement classique ou quantique du signal optique. Ces micro-dispositifs devront intégrer des fonctions de traitement tout optique, qui seront réalisées en utilisant des mécanismes non linéaires. Afin de conserver la compacité des circuits, ces fonctions non linéaires devront aussi être miniaturisées ce qui imposera de disposer d'effets particulièrement forts sur de faibles distances d'interaction avec le moins d'énergie possible. Un moyen d'optimiser l'efficacité de ces non linéarités est d'utiliser les propriétés de localisation de la lumière de ces cristaux photoniques liées à la réduction de la vitesse de groupe en bord de bande interdite. Ceci conduit alors à une forte augmentation de l'intensité à l'intérieur de la structure ce qui est particulièrement bénéfique aux effets non linéaires. De nombreux travaux ont visé à montrer cette exaltation, que ce soit d'un point de vue théorique [Chen 87] [Xie04] ou expérimental et ceci au sein de cristaux photonique 1D avec [Schneider 03] [Inouye 03] ou sans défaut [Andreev 02-a], ou bien au sein de guides d'onde de cristaux photoniques 2D [Bristow 03]. Le développement de ces fonctions non linéaires nécessitera impérativement la compréhension de ces interactions entre la non linéarité et la structuration du dispositif afin d'optimiser les paramètres et donc les propriétés de ces cristaux photoniques. Au commencement de ma thèse, de nombreux travaux avaient déjà été réalisés concernant les non linéarités d'ordre deux [Scalora 97] [Fiore 98] [Berger 98] [Broderick 00] [Andreev 02-b] [Dumeige 02]. Cependant, la conception micro dispositifs de traitement du signal ne saurait être réalisée sans l'utilisation d'effets du troisième ordre (indice non linéaire, mélange d'ondes et saturation de l'absorption) afin de disposer d'effets les plus forts possible.

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressés à la compréhension de l'influence de la structuration du matériau sur l'efficacité des non linéarités d'ordre trois dans les structures à cristal photonique. Parce que les interprétations des phénomènes physiques survenant dans une structure infinie promettaient d'être bien plus simples que dans des guides, nous avons

orienté nos études vers ces systèmes simples, même si les applications futures utiliseront plus vraisemblablement des propagations guidées. Il s'agissait là, à nos yeux, d'une étape indispensable dans la longue route menant à la réalisation de dispositifs de traitement de l'information.

Le *Premier Chapitre* permet de comprendre le rôle important que l'optique non linéaire pourrait jouer dans de futurs composants de traitement de l'information optique. Ce chapitre présente tout d'abord les différentes notions d'optique non linéaire nécessaires à la compréhension du sujet. Afin de mettre en évidence et d'étudier les non linéarités d'ordre trois dans les structures à cristal photonique, nous nous sommes intéressés au processus de mélange à quatre ondes. Ce chapitre permet de présenter cet effet mais aussi d'autres effets pouvant exister à l'intérieur de milieux non linéaires lors de la propagation de faisceaux intenses (effet Kerr optique, absorption à deux photons, variation d'indice induite par les porteurs libres photo-induits). Ce chapitre permet également d'introduire la notion de champ local à l'intérieur des structures à cristal photonique et de montrer l'importance particulièrement bénéfique du renforcement de la localisation de la lumière à l'intérieur de ces structures sur les phénomènes non linéaires. Enfin, nous présenterons un bref état de l'art de ces structures à cristal photonique afin de mieux situer ce travail au sein du contexte actuel et international.

Tout l'enjeu des futurs développements des fonctions non linéaires en traitement du signal réside dans la compréhension des interactions à l'intérieur des structures. Le *Chapitre II* présente les modélisations effectuées au cours de cette thèse sur différentes structures à cristal photonique (miroir de Bragg, micro cavités seules ou couplées). Les calculs ont été réalisés à l'aide d'un programme de matrices de transfert adapté au cas non linéaire du mélange à quatre ondes. Ce chapitre montre, à l'aide de cette méthode de calcul et au sein des structures étudiées, que la structuration du matériau permet d'obtenir des facteurs de localisation importants et ainsi des effets non linéaires particulièrement efficaces. Après avoir notamment présenté les différentes caractéristiques de ces structures et leurs comportements selon différents paramètres caractéristiques (comportement en angle, en présence de pertes, ...), nous tentons alors d'effectuer une comparaison de leurs performances respectives.

Le *Chapitre III* présente les dispositifs expérimentaux de mélange à quatre ondes et de mesure de réflectivité non linéaire que nous avons utilisé pour mettre en évidence et étudier les non

linéarités d'ordre trois dans les cristaux photoniques 1D dont nous disposons. Il présente également les deux cristaux photoniques 1D que nous avons étudiés expérimentalement : le premier composé d'un empilement de 30 paires de couches de matériaux II-VI (structure à faible contraste d'indice) et le second d'un empilement de 10 paires de couches de matériaux III-V (structure à fort contraste d'indice). Ce chapitre présente en outre les techniques de mesure employées ainsi que les difficultés expérimentales que nous avons rencontrées et les moyens pratiques ou de traitement de données que nous avons mis en œuvre pour nous en affranchir.

Les différentes expériences conduites visaient à démontrer l'apport de la structuration sur l'exaltation des non-linéarités d'ordre trois au sein des structures précédemment décrites. Le *Chapitre IV* présente les expériences réalisées sur ces deux cristaux photoniques 1D et les résultats pratiques que nous avons obtenus concernant tout d'abord la réflectivité linéaire de ces structures. Nous présentons également pour chacune des deux structures une étude spectrale et temporelle de leurs réponses non linéaire et nous déterminons les origines des non linéarités rencontrées. Nous présentons également les résultats du mélange à quatre ondes obtenu dans le cristal photonique composé des matériaux II-VI. Nous tentons d'autre part de comparer les résultats pratiques obtenus à ceux initialement prévus grâce aux calculs utilisant la méthode présentée au *Chapitre II*. Nous comparons enfin les performances obtenues de ces deux cristaux photoniques.

Enfin, le *Chapitre V* présente une étude théorique des effets non linéaires dans un cristal photonique à deux dimensions. Nous avons précédemment montré qu'au sein des cristaux photoniques 1D, l'exaltation des non linéarités se produisait en bord de bande interdite. Nous nous intéresserons donc tout particulièrement dans ce chapitre au cas d'un double bord de bande : nous parlerons alors d'une dégénérescence d'ordre deux de ce bord de bande. Cette étude utilise une décomposition en série de Fourier du réseau 2D. Nous présentons tout d'abord les avantages attendus de la part de telles structures. Nous présentons ensuite les performances obtenues pour un cristal photonique 1D à franges inclinées attaqué perpendiculairement à la face d'entrée afin d'effectuer une comparaison des performances des structures 2D étudiées avec celles décrites et étudiées au *Chapitre II*. Nous présentons également les différentes performances obtenues avec ces cristaux 2D, puis nous réalisons enfin une première comparaison de ces dernières à celles obtenues pour les cristaux photoniques 1D.

I. Optique non linéaire et Cristaux Photoniques

Nous avons présenté le contexte scientifique au sein duquel se place ce travail et avons permis de présenter les enjeux entourant les structures à cristal photonique. Ce chapitre permet de comprendre le rôle important que l'optique non linéaire pourrait jouer. Ce chapitre permet en outre de présenter quelques notions d'optique non linéaire du troisième ordre nécessaires à la compréhension des effets théoriquement souhaités et attendus pour l'étude de nos structures (signal conjugué en phase par mélange à quatre ondes), mais aussi d'autres effets potentiellement présents lors d'expériences réalisées avec des faisceaux intenses (effet Kerr, absorption à deux photons, génération de porteurs libres). Nous présenterons enfin un état de l'art des structures à cristal photonique puis nous nous intéresserons plus particulièrement aux travaux concernant les non linéarités d'ordre trois dans ces structures.

1.1 Optique non linéaire du troisième ordre

Nous allons tout d'abord présenter quelques rappels d'optique non linéaire. Nous aborderons ensuite certains processus non linéaires importants pour les structures à cristal photonique comme le mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence, processus auquel nous souhaitons nous intéresser pour mettre en évidence l'exaltation des nonlinéarités du troisième ordre, mais aussi l'effet Kerr optique, l'absorption à deux photons et la génération de porteurs libres : processus pouvant exister lors de la propagation de faisceaux intenses dans la structure.

1.1.1 Non linéarités optiques d'ordre trois

Lorsque l'intensité des ondes lumineuses présentes dans un matériau est élevée, la densité électronique des électrons périphériques des atomes est suffisamment perturbée pour que l'approximation linéaire pour la dépendance en amplitude du champ électrique de l'onde lumineuse de la polarisation induite dans le matériau ne soit plus valable [Frey 05]. Si la perturbation en résultant n'est pas trop forte, c'est-à-dire si le champ de l'onde lumineuse est inférieur au champ d'ionisation des atomes, on peut exprimer la polarisation par un développement en série des puissances du champ lumineux. Pour notre étude, nous nous limitons aux non linéarités du troisième ordre, la polarisation non linéaire d'ordre trois fait alors intervenir le champ lumineux à la puissance trois.

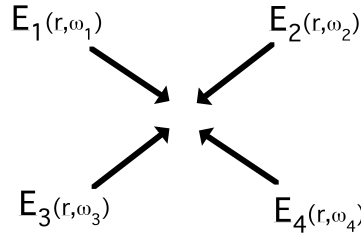


Figure I-1 Schéma de principe du mélange à quatre ondes

De manière générale, les non linéarités optiques du troisième ordre interviennent lorsque quatre ondes de fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et ω_4 , telles que par exemple $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$, sont présentes dans le matériau (cf Figure I-1).

Le champ électrique total s'écrit alors :

$$E(\underline{r}, t) = \sum_{j=1,4} \underline{E}_j(\underline{r}, \omega_j) \exp(-i\omega_j t) + C.C. \quad (\text{I.1})$$

Où $\underline{E}_j(\underline{r}, \omega_j)$ désigne l'amplitude complexe de l'onde lumineuse plane et monochromatique de fréquence ω_j et s'écrit :

$$\underline{E}_j(\underline{r}, \omega_j) = \hat{e}_j A_j(\underline{r}, \omega_j) \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \underline{r}) \quad (\text{I.2})$$

Les termes \hat{e}_j , $A_j(\underline{r}, \omega_j)$ et \mathbf{k}_j désignent respectivement le vecteur de polarisation (linéaire dans la suite), l'amplitude et le vecteur d'onde de l'onde lumineuse de fréquence ω_j .

L'équation de propagation non linéaire de l'amplitude $A_4(\underline{r}, \omega_4)$ s'écrit alors (en unités C.G.S.) :

$$\hat{k}_4 \cdot \nabla A_4(\underline{r}, \omega_4) = i \frac{4\pi^2}{n_4 \lambda_4} \hat{e}_4 \cdot \underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_4) \exp[i(\mathbf{k}_\Sigma - \mathbf{k}_4) \cdot \underline{r}] \quad (\text{I.3})$$

Le terme \hat{k}_4 désigne le vecteur d'onde unitaire dans la direction \mathbf{k}_4 et n_4 l'indice de réfraction à la longueur d'onde $\lambda_4 = 2\pi c / \omega_4$.

Dans l'équation précédente, la polarisation non linéaire du troisième ordre $\underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_4)$ de vecteur d'onde $\mathbf{k}_\Sigma = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$ est donnée par l'expression :

$$\underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_4) = D \underline{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \hat{e}_1 \hat{e}_2 \hat{e}_3 A_1(\underline{r}, \omega_1) A_2(\underline{r}, \omega_2) A_3(\underline{r}, \omega_3) \quad (\text{I.4})$$

Le terme D désigne le facteur de dégénérescence des trois ondes générant la polarisation non linéaire. Ce facteur de dégénérescence est tel que $D=3!=6$ pour trois ondes différentes, $D=3$ pour deux ondes seulement différentes et $D=1$ pour trois ondes identiques.

On constate d'autre part que, du fait du terme $\exp\left[i(\underline{k}_\Sigma - \underline{k}_4) \cdot \underline{r}\right]$ contenu dans l'équation (I.3), pour que le processus non linéaire soit efficace, il est nécessaire d'avoir : $\underline{k}_\Sigma = \underline{k}_4$.

I.1.2 Processus optiques non linéaires du troisième ordre

Nous allons présenter dans cette partie quelques processus optiques non linéaires du troisième ordre intéressants pour l'étude du traitement optique de l'information dans les cristaux photoniques.

I.1.2.1 Mélange à quatre ondes dégénérées en fréquences

Ce travail se place dans le cadre de l'étude des non linéarités d'ordre trois dans les structures à cristal photonique et nous allons voir que le processus de mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence peut se révéler particulièrement intéressant pour cette étude.

Il a été démontré par Hellwarth [Hellwarth 77] et par Yariv et Pepper [Yariv 77] que le conjugué en phase d'une onde incidente pouvait être créée par un processus de mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence.

Dans ce processus non linéaire, deux ondes de pompe intenses, une pompe avant $E_F(\underline{r}, \omega)$ et une pompe arrière $E_B(\underline{r}, \omega)$, de fréquence ω se propageant exactement en sens inverse interagissent avec une onde signal $E_S(\underline{r}, \omega)$ de même fréquence se propageant dans une direction différente de celle des ondes de pompe.

La polarisation non linéaire d'ordre trois à la fréquence ω s'écrit alors :

$$\underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega) = 6\underline{\chi}^{(3)}(\omega, \omega, -\omega) \hat{e}_F \hat{e}_B \hat{e}_S A_F(\underline{r}, \omega) A_B(\underline{r}, \omega) A_S^*(\underline{r}, \omega) \quad (\text{I.5})$$

On constate que le vecteur d'onde de cette polarisation non linéaire est $\underline{k}_\Sigma = -\underline{k}_S$.

L'onde rayonnée par cette polarisation non linéaire est appelée onde conjuguée en phase de l'onde signal $\underline{E}_S(\underline{r}, \omega)$ et est notée $\underline{E}_C(\underline{r}, \omega)$. Cette onde se propage ainsi exactement en sens inverse de l'onde signal. On constate alors que ce processus est automatiquement adapté en phase et qu'il peut donc être très efficace.

En régime paramétrique complet de transfert d'énergie faible, entre les ondes de pompe et les ondes signal et conjuguée, et d'amplification faible de l'onde signal, on peut évaluer l'intensité de l'onde conjuguée $I_C = (cn/2\pi) |A_C(0, \omega)|^2$ pour un matériau non linéaire d'épaisseur L :

$$I_C = \frac{64\pi^6}{c^2 n^4 \lambda^2} |6\underline{\chi}_{eff}^{(3)}|^2 I_F I_B I_S L^2 \quad (\text{I.6})$$

On constate à l'aide de cette équation que l'intensité conjuguée en phase est proportionnelle aux intensités des ondes de pompe avant et arrière et de l'onde signal, au carré de l'épaisseur du matériau mais aussi au module au carré de la susceptibilité non linéaire effective d'ordre trois $\chi_{eff}^{(3)}$. On peut ainsi voir qu'à l'aide de ce processus, par une simple mesure des intensités incidentes et réfléchies on peut directement remonter à la valeur de la susceptibilité non linéaire effective. C'est pour cette raison que nous nous sommes intéressés dans notre étude à ce processus automatiquement adapté en phase afin de mettre en évidence l'exaltation des non linéarités d'ordre trois apportée par la nano structuration des matériaux.

I.1.2.2 Effet Kerr optique

Nous venons de présenter le processus de mélange à quatre ondes dégénérées en fréquences auquel nous nous sommes particulièrement intéressés dans notre étude. Néanmoins, les effets non linéaires ne se produisent pas uniquement lors de l'interaction d'ondes différentes : ils peuvent également se produire lors de la propagation d'une seule onde lumineuse intense dans un matériau non linéaire.

L'effet Kerr optique est un processus non linéaire du troisième ordre impliquant une seule onde lumineuse intense. Cet effet correspond à la propriété de certains matériaux de posséder un indice de réfraction dépendant linéairement de l'intensité du laser les traversant. L'effet Kerr optique correspond à l'existence dans un matériau d'une susceptibilité non linéaire du troisième ordre $\chi^{(3)}(\omega, -\omega, \omega)$ purement réelle.

Sous l'action d'une onde lumineuse intense de fréquence ω , le matériau acquiert une polarisation non linéaire s'écrivant [Frey 05] :

$$\underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega) = 3\underline{\chi}^{(3)}(\omega, -\omega, \omega)\hat{e}\hat{e}\hat{e}|A(r, \omega)|^2 A(r, \omega) \quad (\text{I.7})$$

L'équation de propagation non linéaire de l'amplitude de l'onde lumineuse s'écrit alors :

$$\frac{dA(z, \omega)}{dz} = i \frac{4\pi^2}{n\lambda} 3\underline{\chi}_{eff}^{(3)}|A(z, \omega)|^2 A(z, \omega) \quad (\text{I.8})$$

La polarisation non linéaire induit une modification de l'indice de réfraction du milieu puisque la constante diélectrique effective (qui est le carré de l'indice) s'écrit [Frey 92] :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{eff} = \underline{\underline{\epsilon}}(\omega) + 4\pi\underline{\underline{\chi}}^{(3)}(\omega, -\omega, \omega)\hat{e}\hat{e}\hat{e}|A(r, t)|^2 \quad (\text{I.9})$$

Ainsi, dans le cas d'une onde polarisée linéairement se propageant dans un milieu isotrope,

l'indice de réfraction à la fréquence ω pour l'intensité lumineuse $I(\underline{r}, t) = \frac{c n_0(\omega)}{2\pi} |A(\underline{r}, t)|^2$

s'écrit :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2 I(\underline{r}, t) \quad (1.10)$$

où $n_0(\omega)$ désigne l'indice de réfraction linéaire, et où l'indice non linéaire $n_2 = \frac{4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{c n_0^2(\omega)}$

permet, avec la variation de l'intensité, de modifier la propagation de l'onde lumineuse.

Les phénomènes physiques à l'origine de l'effet Kerr optique sont nombreux, on peut néanmoins citer les effets thermiques, la polarisation électronique ou les variations de porteurs dans les semi-conducteurs. D'un point de vue pratique, cet effet intervient dans de nombreux phénomènes tels que l'automodulation de phase (utilisée pour la compensation de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission par fibre optique) ou l'autofocalisation (utilisée pour la compensation de la diffraction) et l'autopiégeage de la lumière.

1.1.2.3 Absorption à deux photons

Nous venons de présenter l'effet Kerr optique, processus non linéaire d'ordre trois lié à l'existence dans un matériau d'une susceptibilité non linéaire du troisième ordre $\chi^{(3)}(\omega, -\omega, \omega)$ purement réelle. L'absorption à deux photons est également un phénomène du troisième ordre lié à la propagation d'une seule onde lumineuse intense dans le matériau. Il correspond néanmoins à une susceptibilité non linéaire effective purement imaginaire.

Le processus d'absorption à deux photons a été mis en évidence en 1961 par Kaiser et Garret [Kaiser 61]. Dans ce processus, un atome passe d'un état $|a\rangle$ à un état $|b\rangle$ par absorption simultanée de deux photons de fréquences ω_1 et ω_2 telles que $\omega_{ba} = \omega_1 + \omega_2$.

La Figure I-2 montre le schéma de principe de ce mécanisme.

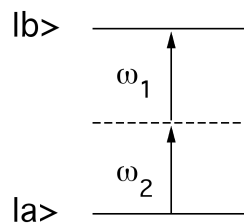


Figure I-2 Schéma de principe du mécanisme d'absorption à deux photons

Le coefficient d'absorption non linéaire est proportionnel au carré de l'intensité de l'onde intense présente dans le matériau.

L'équation différentielle décrivant les pertes optiques engendrées est donnée par la relation suivante [Sutherland 03] :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (\text{I.11})$$

Dans l'équation précédente α désigne le coefficient d'absorption linéaire, il décrit notamment la présence d'impuretés dans le matériau, et β désigne le coefficient d'absorption à deux photons.

On peut relier ce coefficient β à la susceptibilité non linéaire [Sutherland 03] :

$$\beta = \frac{3\pi}{\varepsilon_0 n^2 c \lambda} \text{Im}[\chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)] \quad (\text{SI})$$

$$\beta = \frac{48\pi^3}{n^2 c \lambda} \text{Im}[\chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)] \quad (\text{cgs}) \quad (\text{I.12})$$

D'autre part, on utilise souvent, pour rendre compte de ce processus, la section efficace d'absorption à deux photons σ_2 . La relation reliant σ_2 et β est donnée par la relation suivante [Sutherland 03] :

$$\sigma_2 = \frac{\hbar \omega \beta}{N} \quad (\text{I.13})$$

Où N désigne la densité de molécules dans le système et $\hbar \omega$ l'énergie des photons de l'onde optique incidente.

I.1.3 Porteurs libres

I.1.3.1 Généralités

L'énergie d'un faisceau lumineux intense emmagasinée dans un semiconducteur peut générer des paires électrons-trous (porteurs libres), on observe l'existence de non linéarités optiques dynamiques. L'efficacité et la durée de ce stockage dépendent de la dynamique d'excitation et de relaxation de ces porteurs. Cet échange d'énergie entre le faisceau lumineux et le semiconducteur provoque une modification des propriétés optiques du semiconducteur. Cette modification peut notamment se traduire sous la forme d'une modification du coefficient d'absorption, de l'indice de réfraction voire par l'induction d'une anisotropie. Les manifestations de ces non linéarités optiques dynamiques (ou extrinsèques) sont généralement accentuées pour des régions spectrales présentant une variation abrupte des propriétés

optiques, comme c'est le cas par exemple autour des résonances excitoniques [Raineri 04] [Raineri 05]. Il a également été montré que la présence d'une forte densité de porteurs excités pouvait également modifier la description des états électroniques, occupés ou non, par rapport à celle du matériau faiblement excité [Levenson 90].

Il faut enfin souligner que la dynamique des porteurs entraîne une évolution temporelle des réponses non linéaires. En effet, la désexcitation des porteurs par recombinaison radiative ou non radiative entraîne une décroissance du nombre moyen de porteurs conduisant alors à une nouvelle modification des propriétés optiques. Ce type d'effets non linéaires peut être utilisé aussi bien pour réaliser des fonctions optiques telles que des portes ou des mémoires ou bien pour étudier la dynamique de relaxation des porteurs dans leurs différents états d'énergie [Kuszelewicz 06].

I.1.3.2 Porteurs libres et indice non linéaire

Nous avons vu que les non linéarités dans les semiconducteurs donnent lieu à d'importantes modifications des propriétés optiques avec de faibles niveaux d'excitation. L'indice de réfraction non linéaire peut alors être traduit par un terme de susceptibilité non linéaire d'ordre trois : $\chi_{eff}^{(3)}$. La polarisation induite peut alors s'exprimer par une dépendance cubique envers le champ électrique et l'indice de réfraction total comme un indice dépendant linéairement de l'intensité. Différentes études théoriques et pratiques ont été conduites et comparées dans le but de déterminer l'indice de réfraction, en particulier dans des régions spectrales voisines du gap, des semiconducteurs ([Miller 81] [Lee 86] [Koch 88]). Nous verrons par la suite que cet effet est particulièrement utilisé dans les structures à cristal photonique.

I.1.4 Champ local et cristaux photoniques

I.1.4.1 Notion de champ local

Il est très important de noter que dans les différentes équations présentées jusqu'à présent, notamment concernant l'équation de propagation non linéaire ou celle décrivant la polarisation non linéaire, les champs électriques représentant les ondes lumineuses sont ceux existant à l'intérieur du matériau. Cependant, l'évaluation de l'efficacité des effets non linéaires s'effectue à partir de la mesure des intensités des différentes ondes lumineuses, effectuée, elle, à l'extérieur du matériau non linéaire. On constate alors qu'il est indispensable

de pouvoir relier les champs locaux $\underline{E}_{loc}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j)$, réellement présents à l'intérieur de la structure, avec ceux extérieurs $\underline{E}_{ext}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j)$ réellement mesurés [Frey 05]. On note ainsi :

$$\underline{E}_{loc}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j) = f_j(\underline{r}, \omega_j) \underline{E}_{ext}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j) \quad (\text{I.14})$$

où $f_j(\underline{r}, \omega_j)$ est le facteur de champ local au point \underline{r} pour la fréquence ω_j [Flytzanis 75].

Le champ local apparaît en fait comme étant dû à la superposition du champ extérieur et du champ rayonné par la polarisation $\underline{P}_j(\underline{r}, \omega_j)$ induite au point \underline{r} par le champ local.

On peut alors relier le champ local réellement présent au champ extérieur réellement mesuré par la relation :

$$\underline{E}_{loc}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j) = \underline{E}_{ext}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j) + \Lambda_j(\underline{r}, \omega_j) \underline{P}_j(\underline{r}, \omega_j) \quad (\text{I.15})$$

Dans cette équation, $\Lambda(\underline{r}, \omega_j)$ sert de mesure à la force de la localisation.

En régime linéaire, la polarisation induite à la fréquence ω_j est reliée au champ local par l'intermédiaire de la susceptibilité linéaire locale $\underline{\chi}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_j)$ par la relation :

$$\underline{P}_j = \underline{\chi}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_j) \cdot \underline{E}_{loc}^{(j)}(\underline{r}, \omega_j) \quad (\text{I.16})$$

À partir des équations précédentes, on peut facilement relier $f_j(\underline{r}, \omega_j)$ à $\Lambda_j(\underline{r}, \omega_j)$:

$$f_j(\underline{r}, \omega_j) = \frac{1}{1 - \Lambda_j(\underline{r}, \omega_j) \cdot \underline{\chi}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_j)} \quad (\text{I.17})$$

Notre étude porte sur les processus optiques non linéaires du troisième ordre pour lesquels la polarisation totale à la fréquence ω_4 s'écrit $\underline{P}(\underline{r}, \omega_4) = \underline{P}_L(\underline{r}, \omega_4) + \underline{P}_{NL}^{(3)}(\underline{r}, \omega_4)$. Cette dernière peut être exprimée en fonction des champs locaux, en utilisant les non linéarités locales du matériau :

$$\begin{aligned} \underline{P}_4^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) &= \underline{\chi}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \\ \underline{P}_4^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) &= \underline{\chi}_{loc}^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{loc}^{(2)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{loc}^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

Ou en fonction des champs extérieurs, en utilisant des non linéarités effectives :

$$\begin{aligned} \underline{P}_4^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) &= \underline{\chi}_{eff}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{eff}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \\ \underline{P}_4^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) &= \underline{\chi}_{eff}^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{eff}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{eff}^{(2)}(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{E}_{eff}^{(3)}(\underline{r}, \omega_4) \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

On peut alors déterminer les valeurs des susceptibilités linéaire et non linéaire locales et effectives :

$$\underline{\chi}_{eff}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) = f_4(\underline{r}, \omega_4) \cdot \underline{\chi}_{loc}^{(1)}(\underline{r}, \omega_4) \quad (I.20)$$

$$\underline{\chi}_{eff}^{(3)}(\underline{r}, \omega_1, \omega_2, \omega_3) = f_4(\underline{r}, \omega_4) \cdot f_1(\underline{r}, \omega_1) \cdot f_2(\underline{r}, \omega_2) \cdot f_3(\underline{r}, \omega_3) \cdot \underline{\chi}_{loc}^{(3)}(\underline{r}, \omega_1, \omega_2, \omega_3) \quad (I.21)$$

La première équation montre que pour un matériau localisant ($f > 1$), l'indice de réfraction effectif $n_{eff}(\underline{r}, \omega_j) = \sqrt{1 + 4\pi \chi_{eff}^{(1)}(\underline{r}, \omega_j)}$ est supérieur à la valeur de l'indice d'un même matériau en l'absence de localisation. On voit donc bien que la localisation de la lumière est directement reliée au ralentissement de l'onde lumineuse dans le matériau.

D'autre part, cet effet est particulièrement bénéfique pour les efficacités non linéaires. En effet, comme le montre la deuxième équation, la susceptibilité non linéaire effective du troisième ordre varie comme la puissance quatrième du facteur de localisation. On voit donc bien que même pour une valeur modérée $f_j(\underline{r}, \omega_j) = 3,3$, on obtient une non linéarité effective du matériau 100 fois plus grande que pour un matériau ne présentant pas d'effet de localisation de la lumière.

Il convient néanmoins de distinguer deux effets possible de champ local. Le premier est l'effet classique, dans un matériau massif, cet effet de champ local est dû à la localisation des électrons près des noyaux. Il est alors maximum pour un composé ionique et égal à 1 pour un métal. Dans notre étude, nous considérerons que cet effet de champ local 'massif' est inclus dans la valeur des susceptibilités linéaires et non linéaires locales que l'on trouve dans la littérature pour les matériaux massifs à partir desquels nos structures sont fabriquées. D'un autre côté, le deuxième effet de champ local, celui auquel nous nous intéressons, est directement apporté par la nano structuration du matériau. Et c'est bien l'influence de cette nano structuration sur le champ local que nous allons étudier.

I.1.4.2 Champ local dans les cristaux photoniques

Afin de montrer l'origine physique de l'exaltation des non linéarités effectives, dans les structures à cristal photonique, que nous souhaitons étudier, nous allons nous intéresser à l'exemple d'un miroir de Bragg. Une telle structure, représentant un cristal photonique à une dimension, est constituée d'un empilement de N paires de couches de deux matériaux distincts (cf Figure I-3). Chacune de ces couches possède la même épaisseur optique $\lambda_0/4 = e_1 n_1 = e_2 n_2$ où λ_0 désigne la longueur d'onde centrale de la bande interdite du cristal photonique.

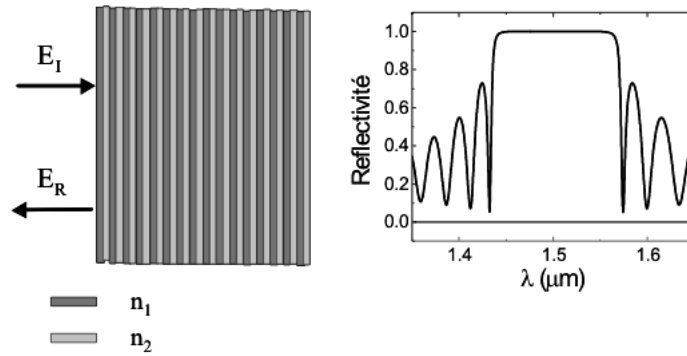


Figure I-3 Structure et spectre de réflectivité d'un cristal photonique à une dimension

Cette figure présente notamment le spectre de réflectivité linéaire de la structure. On constate qu'il existe toute une bande de longueurs d'onde pour laquelle la réflectivité est égale à 1. La lumière ne peut ainsi pas se propager dans toute cette gamme, cette zone est donc appelée bande interdite photonique.

Le diagramme de bande d'une telle structure est présenté sur la figure suivante [Joannopoulos 95] :

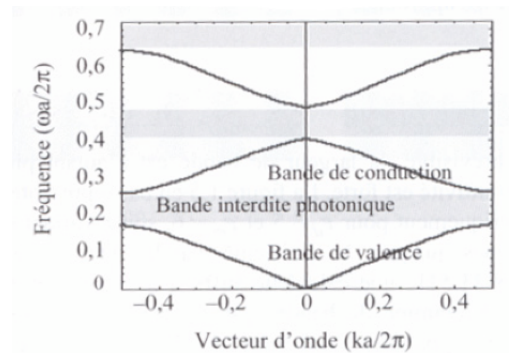


Figure I-4 Diagramme de bandes d'un cristal photonique à une dimension

L'intensité lumineuse à une fréquence donnée est directement proportionnelle à la densité de modes contenus, à cette même fréquence dans le dispositif. D'autre part, cette densité de modes $\rho = dk/d\omega$, définie à partir de l'électrodynamique quantique [Dowling 92] est l'inverse de la vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$ définie à partir de la propagation du sommet d'une impulsion [Frey 05].

Le facteur de champ local moyen est alors relié à la racine carrée du rapport de la vitesse de groupe du matériau massif et de celle du cristal photonique :

$$f_{moyen} = \sqrt{\frac{v_{g_massif}}{v_{g_CP}}} \quad (I.22)$$

On voit donc bien que plus la vitesse de groupe du matériau structuré sera faible et plus le champ local sera important. C'est pourquoi nous allons nous intéresser au comportement des

cristaux photoniques en bord de bande interdite. En effet, en bord de bande, la fréquence varie très peu avec le vecteur d'onde, la vitesse de groupe sera alors particulièrement faible, la lumière séjournera longtemps dans la structure, et on devrait obtenir un fort accroissement du facteur de champ local. Ce dernier devrait permettre d'exalter les non linéarités d'ordre trois dans de telles structures [Xie 04] [Frey 05].

1.2 État de l'art général des cristaux photoniques

L'apparition de travaux sur les matériaux à bandes interdites date de la fin des années 80. Depuis la proposition par Yablonovitch de concept de cristal photonique [Yablonovitch 91], de nombreuses études ont été menées de par le monde afin de réaliser de telles nanostructures dans le domaine optique et de démontrer l'intérêt de la structuration des matériaux optiques pour de futures applications concernant notamment le traitement optique du signal [John 87] [Joannopoulos 95]. Nous allons présenter quelques notions de base concernant ces cristaux photoniques et allons tenter de dresser un état de l'art des différents thèmes de recherche les concernant.

Un cristal photonique désigne un matériau structuré, à l'échelle de la longueur d'onde, et doté d'une permittivité (ou indice optique) modulé périodiquement. La variation périodique de cette permittivité entraîne l'apparition de bandes d'énergies interdites pour les photons : c'est ce que l'on appelle les bandes interdites photoniques. Les différents cristaux photoniques sont distingués selon leur géométrie : on parle alors de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D (voir Figure I-5).

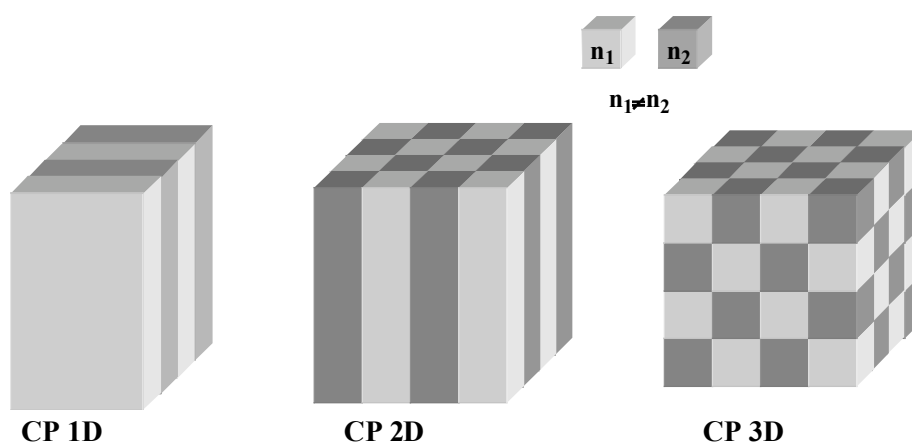


Figure I-5 Les différents types de cristaux photoniques

Dans le domaine optique, un exemple bien connu, et sans doute le plus simple, de cristal photonique unidimensionnel, est celui formé d'empilements périodiques de couches minces diélectriques d'épaisseur optique $\lambda/4$, plus connu sous le nom de miroir de Bragg [Lourtioz 03]. Ces structures, dont la fabrication est aujourd'hui bien maîtrisée, sont utilisées dans de nombreux composants optiques. Ces structures se comportent comme des réflecteurs à la longueur d'onde de configuration : la réflectivité est fonction croissante du nombre de paires de couches et, pour un nombre de paires donné, du contraste d'indice [Viktorovitch 05].

Les cristaux photoniques 2D sont, quant à eux plus difficiles à réaliser que les structures 1D mais plus faciles que celles à trois dimensions. On les classe selon deux structures duales : celles composées de cylindres diélectriques déconnectés les uns des autres et celles formées de veines d'air dans une matrice diélectrique. Ces structures sont essentiellement conçues pour fonctionner en régime d'optique guidée ([Astratov 99] [Letartre 03]), notamment en introduisant des défauts : une rangée de trous manquante par exemple permet de créer un guide d'onde [Leonard 00] ou un virage [Mekis 96]. De nombreuses recherches ont été pour l'instant consacrées à ces CP2D, ces derniers étant beaucoup plus prometteurs, en tous cas à moyen terme, pour l'élaboration de dispositifs photoniques.

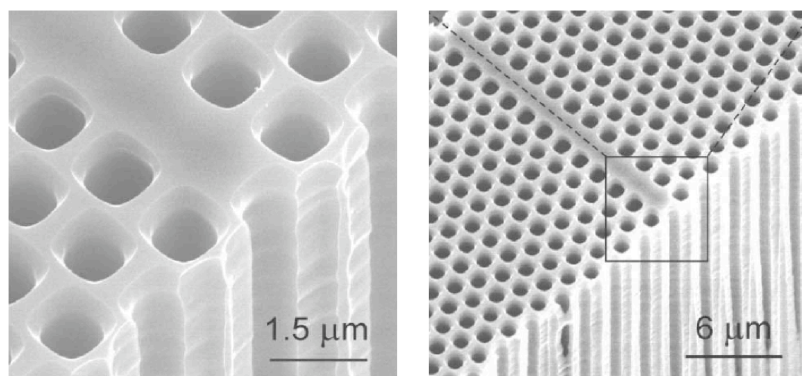


Figure I-6 Exemple de guide d'onde à cristal photonique (Silicium macro poreux) [Leonard 00]

Enfin, les cristaux photoniques 3D sont les seuls à offrir une bande photonique omnidirectionnelle. Ces cristaux, difficiles à créer artificiellement, existent pourtant à l'état naturel. On peut citer tout d'abord l'exemple des ailes de papillon dont les couleurs éclatantes résultent de l'interaction des rayons lumineux et de leurs micro structurations naturelles, ou celui des opales (pierres semi-précieuses). D'autre part, deux principales structures ont marqué les recherches dans ce domaine. La première, couramment appelée 'Yablonovite' a

été mise en évidence par Eli Yablonovitch [Yablonovitch 91]. Cette structure présentant une bande interdite omnidirectionnelle dans le domaine des micro-ondes fût le point de départ du fort engouement pour les cristaux photoniques. La seconde structure, appelée communément ‘tas de bois’ résulte d’un empilement, couche par couche, des réseaux de tiges diélectriques. Ces deux structures sont présentées sur la Figure I-7 :

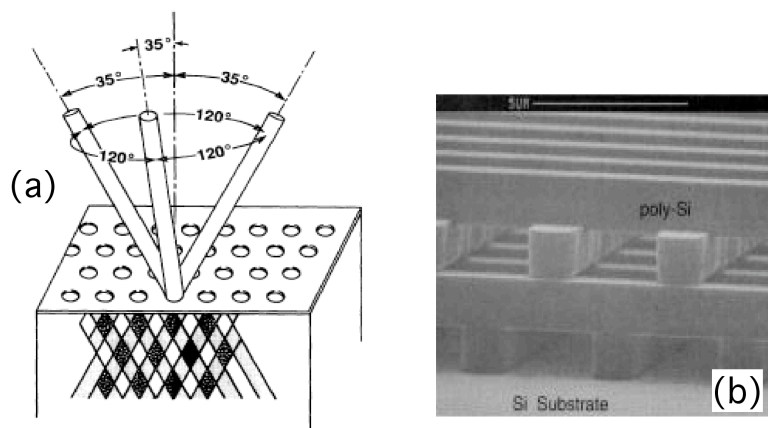


Figure I-7 Structures 3D de référence

- (a) ‘Yablonovitch’ structure 3D pour le domaine des micro-ondes [Yablonovitch 91]
- (b) Structure ‘tas de bois’ Image MEB d’une structure 3D, les barreaux sont constitués de silicium polycristallin, [Lin 98]

La Figure I-8 présente différentes réalisations de structures à cristal photonique pour les trois géométries.

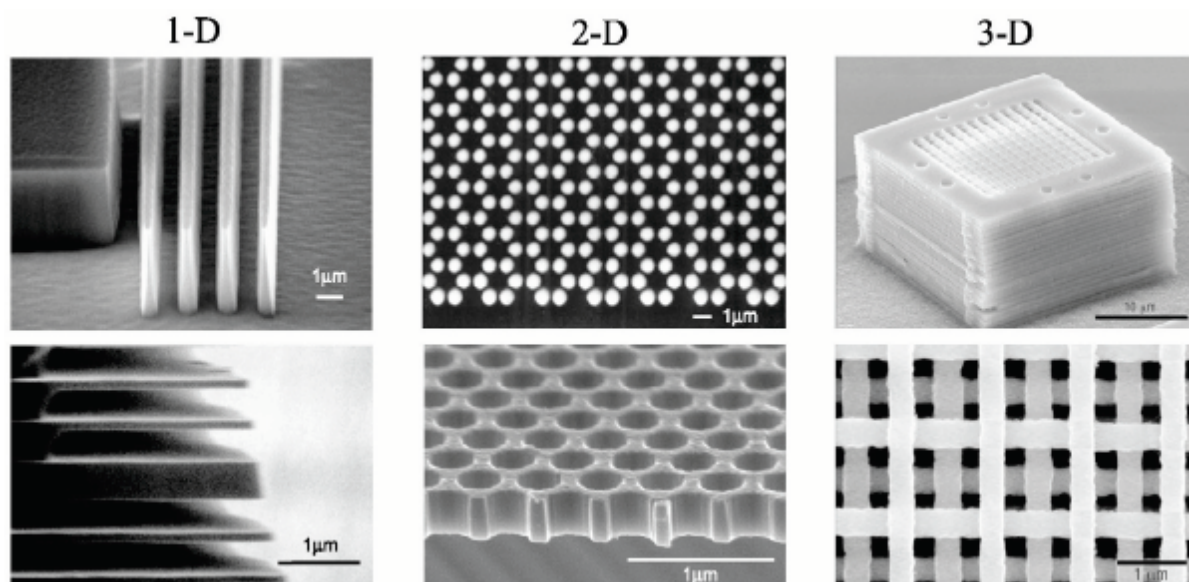


Figure I-8 Exemple de structures à cristal photonique (Toshihiko Baba)

1.3 Études sur les non-linéarités d'ordre trois dans les cristaux photoniques

1.3.1 Structures sans défaut

L'invention du laser en 1960 [Maiman 60] et les fortes intensités qu'il permet de produire permirent la découverte de toute une partie essentielle de l'optique : l'optique non linéaire. Les cristaux photoniques offrent une alternative originale au contrôle de la lumière par elle-même. En jouant sur la géométrie de ces derniers lors de la conception, il est possible de réaliser un confinement de la lumière à l'intérieur de la structure. Différentes recherches portent actuellement sur l'étude des non linéarités d'ordre trois dans les structures à cristal photonique.

Les cristaux photoniques 1D, de part leur plus simple géométrie ont été prioritairement étudiés. Ils ont notamment permis et permettent encore de mieux comprendre les effets physiques obtenus à l'aide de la nano-structuration des matériaux. Les propriétés de ces cristaux sont notamment étudiées en vue d'applications pour des photo-commutateurs ultra rapides. Des études théoriques de tels systèmes utilisant des décalages induits des résonances photoniques ont été conduites [Scalora 94] et des études pratiques ont permis de valider de tels dispositifs [Haché 00] [Hastings 05] [Murzyn 06]. Tout l'intérêt de ces structures réside en leur excellente capacité à localiser la lumière grâce à la nano-structuration du matériau, permettant ainsi l'exaltation des processus non linéaires. Ce point clé est au centre de l'essentiel des recherches tant au niveau théorique [Nelson 99] [Andreev 02-a] [Xie 04] [Delaye 05] que pratique [Andreev 02-a] [Andreev 02-b] [Razzari 05]. D'autre part, un fort contraste d'indice permet d'atteindre de fortes exaltations du champ local à l'intérieur des structures, on voit alors tout l'intérêt d'augmenter ce dernier. Ceci peut être obtenu en utilisant notamment des structures air-semiconducteur ou des couches oxydées telles que l'oxyde d'Aluminium (AlOx) par exemple. Néanmoins, le comportement non linéaire des cristaux photoniques n'est pas encore totalement compris, il dépend notamment de nombreux paramètres régissant la structure. Cependant, l'étude de ces structures est essentielle car elle doit permettre de montrer la route à suivre pour les cristaux photoniques 2D et 3D, ces derniers, en offrant beaucoup plus de possibilités de structuration, donneront certainement lieu à de nombreuses applications dans le domaine du traitement de l'information optique.

Concernant les travaux réalisés sur les cristaux photoniques 2D, il existe de nombreux systèmes permettant de contrôler la lumière par elle-même grâce à l'indice non linéaire dans un milieu Kerr [Raineri 05]. Il est alors possible, grâce à la création de porteurs libres via une impulsion de pompe dans un cristal photonique 2D, de déplacer des bandes photoniques grâce à cet effet Kerr. En contrôlant la quantité de lumière introduite dans la structure, on maîtrise la quantité de porteurs photo-générés et donc le décalage des résonances [Bristow 03] [Bristow 04]. Néanmoins, il a également été montré l'existence de contributions doubles à la non linéarité d'ordre trois de la structure : effet Kerr et absorption à deux photons par génération de porteurs libres [Tan 04] [Mondia 05]. Tous ces travaux pourraient notamment déboucher sur la réalisation de cristaux photoniques reconfigurables optiquement.

D'autre part, concernant les cristaux photoniques 3D, de nombreuses études ont également été conduites et des résultats particulièrement intéressants, malgré les difficultés techniques pour la réalisation, ont été obtenus pour des structures 'tas de bois', des opales synthétiques ou des hétéro-structures 3D ([Aoki 02] [Venkataraman 04] [Yao 05]). Malgré les difficultés liées à la fabrication de ces structures, les recherches sur ces dernières restent fortes du fait de l'intérêt d'obtenir des structures présentant une bande photonique omnidirectionnelle en vue de localiser la lumière grâce à la faible vitesse de groupe en bord de bande ([Sakoda 99] [Pavarini 02] [Chong 06] cf Figure I-9).

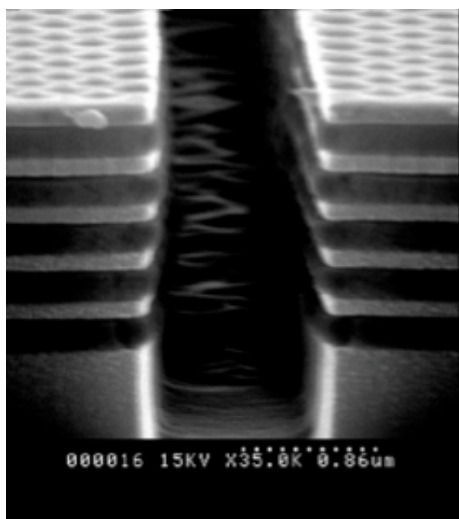


Figure I-9 Image MEB d'un cristal photonique 3D

Structure 3D composée d'un empilement de couches GaAs/Al_{0,93}Ga_{0,07}As gravé avec une structure hexagonale et ayant subi une oxydation en vue de l'obtention d'un empilement GaAs/AlOx [Chong 06]

L'étude des propriétés non linéaires de telles structures devrait servir à des applications telles que des miroirs très réfléchissants ou de nombreuses fonctionnalités non linéaires incluant la génération d'harmoniques, la génération paramétrique ou les commutateurs tout optiques [Yacomotti 05] [Markowicz 04].

I.3.2 Microcavités et effets non linéaires

Nous avons présenté différentes structures à cristal photonique de géométries variables mais de périodicités régulières. Néanmoins de nombreuses études portent sur l'étude de défauts dans ces structures. Nous allons voir que ces dernières ont permis de montrer que la localisation de la lumière associée à la présence de défauts permettait d'exalter de nombreux processus non linéaires du troisième ordre.

Concernant les cristaux photoniques 1D, un défaut dans la structure consiste en une couche différente de celles constituant l'empilement de la structure (cf notamment *Chapitre II*). Différents travaux ont été conduits pour mettre en évidence l'exaltation des non linéarités d'ordre trois dans les CP1D en présence d'un défaut simple au niveau théorique [Hattori 97] [Tran 97]. D'un point de vue pratique, il a été démontré que l'introduction d'un défaut pouvait permettre d'exalter la fluorescence à deux photons [Ye 99], l'effet Kerr [Inouye 03], le champ local et ainsi un signal conjugué par mélange à quatre ondes [Schneider 03] ou la génération de porteurs libres [Harding 07]. La localisation du champ à l'intérieur de structures comportant des défauts couplés [Bayindir 01] a aussi été démontrée théoriquement mais aussi en pratique montrant alors par exemple l'exaltation de l'absorption à deux photons [Shen 06].

Les structures à cristal photonique à deux dimensions sont très étudiées en raison des applications très intéressantes auxquelles elles peuvent donner lieu. Dans ces structures, de même que celles à 1D, une rupture locale du réseau périodique constitue un défaut se comportant comme une microcavité permettant alors de localiser la lumière. Les cas les plus couramment étudiés sont ceux obtenus par omission d'un certain nombre de trous dans le réseau périodique comme les microcavités de type H_n de forme hexagonale (n étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone) [Monat 03]. On peut enfin mentionner l'étude théorique de défauts couplés dans un CP 2D [Lan 02] montrant la possibilité de moduler périodiquement les modes de défauts par la lumière et la possibilité d'obtenir des commutateurs tout optiques très efficaces.

Conclusion

Nous avons introduit à l'aide de ce chapitre la notion de cristal photonique. Nous avons vu qu'il s'agissait d'une structure dont la modulation périodique de la permittivité diélectrique (donc de l'indice) entraînait l'apparition de bandes interdites photoniques.

Nous avons présenté dans ce chapitre tout l'enjeu que peuvent représenter les non linéarités du troisième ordre dans la réalisation de circuits optiques du futur originaux et compacts. Nous avons présenté les différents processus du troisième ordre permettant de mettre en évidence ces non linéarités ainsi que ceux pouvant se produire à l'intérieur des structures lors de la propagation de faisceaux intenses. Nous avons en outre montré comment la clé de l'implantation des cristaux photoniques dans des circuits optiques résidait en leur formidable capacité à localiser la lumière, situation qui est particulièrement favorable aux non linéarités du troisième ordre. Cette localisation étant aisément obtenue lorsqu'on se place en bord bande interdite, là où l'onde lumineuse est ralentie.

Nous avons également tenté de dresser un état de l'art concernant les différentes études menées dans les cristaux photoniques et nous nous sommes particulièrement intéressés à celles conduites sur les non linéarités du troisième ordre dans les différentes structures avec et sans défauts.

On a ainsi pu voir toute la justification du cadre de ce travail qui va résider en l'étude, et en particulier la démonstration à la fois théorique et pratique, de l'exaltation des non linéarités d'ordre trois en bord de bande interdite dans les structures à cristal photonique.

II Modélisation du mélange à quatre ondes dans les cristaux photoniques 1D

Nous souhaitons étudier théoriquement les effets non linéaires à l'intérieur de structures à base de cristal photonique 1D. Le formalisme utilisé pour nos modélisations est basé sur un formalisme matriciel, celui-ci étendu au cas non linéaire du mélange à quatre ondes. Nous nous sommes notamment intéressés à l'influence de la localisation de la lumière sur l'exaltation de la réflectivité conjuguée en phase en bord de bande de la structure. Nous présentons dans cette partie le formalisme matriciel que nous avons utilisé puis les différents résultats des simulations que nous avons obtenus.

II.1 Description du formalisme matriciel utilisé

II.1.1 Théorie du mélange à quatre ondes dans un cristal photonique 1D

Le mélange à quatre ondes est un procédé très utile pour la caractérisation de matériaux non linéaires d'ordre trois. Nous avons vu, au paragraphe I.2.2.1, que dans ce processus non linéaire deux ondes de pompe contra-propageantes sont introduites dans le matériau. Une onde signal inclinée d'un angle θ par rapport à l'onde de pompe avant interagit avec les ondes de pompe pour créer une polarisation non linéaire. L'onde rayonnée par cette polarisation est contra-propageante à la sonde et est appelée onde conjuguée en phase de l'onde signal. La mesure directe des ondes incidentes et réfléchies permet de remonter à la valeur de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois sans aucun problème d'adaptation de phase. Nous avons également montré au paragraphe I.2.4.1 que la localisation de la lumière était directement reliée au ralentissement de l'onde lumineuse dans le matériau et que cet effet était particulièrement bénéfiques pour les efficacités non linéaires. Nous allons montrer dans ce chapitre, à l'aide d'un calcul matriciel, que la structuration du matériau permet d'obtenir des facteurs de localisation importants et, par voie de conséquence des effets non linéaires efficaces.

II.1.2 Mélange à quatre ondes dégénérées dans les matériaux structurés

Nous allons modéliser le processus de mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence dans un matériau structuré. Ce matériau est un cristal photonique 1D résultant d'un empilement de N paires de couches composées de deux matériaux non linéaires différents, d'indices de réfraction et d'épaisseurs différents.

La géométrie du dispositif est présentée sur la Figure II-1; seulement deux faisceaux sont incidents sur cette structure : l'onde de pompe avant et l'onde signal. Le faisceau de pompe avant d'amplitude E_I est envoyé sur la structure en incidence normale, sa réflexion sur cette structure permettra de créer le faisceau de pompe arrière d'amplitude E_R . L'onde signal, d'amplitude E_{Si} , arrivant avec un angle quelconque sur le cristal, interagit avec les faisceaux pompe afin de créer le faisceau conjugué d'amplitude E_{Cr} .

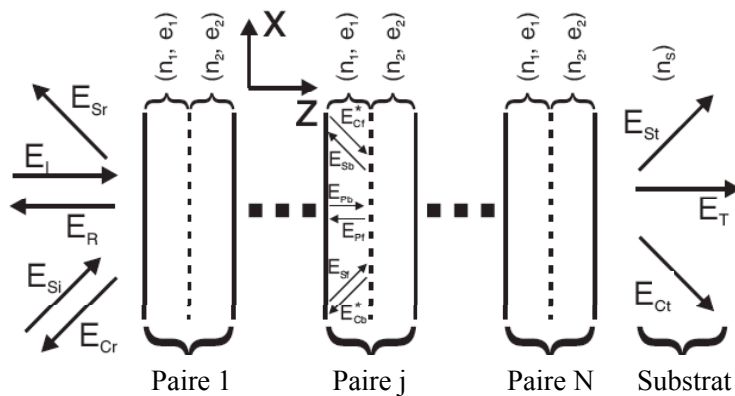


Figure II-1 Structure du cristal photonique 1D utilisé pour les calculs de mélange à quatre ondes.

La structure multicouche est entourée d'air (indice $n_0=1$) à l'entrée et du substrat (indice n_s) en sortie

De plus, du fait des réflexions à chaque interface de la sonde et de son conjugué, deux ondes supplémentaires doivent être prises en compte. Ainsi dans ce mélange à quatre ondes, ce sont en fait six ondes qui interagissent dans chaque couche à l'intérieur du cristal photonique : les ondes de pompe avant (E_{Pf}) et arrière (E_{Pb}), les ondes signal avant (E_{Sf}) et arrière (E_{Sb}) et enfin les faisceaux conjugués avant (E_{Cf}) et arrière (E_{Cb}) (f pour forward – avant , b pour backward – arrière).

La modélisation est basée sur un calcul de matrices de transfert. Ce formalisme est bien connu pour la modélisation de transmissions et réflectivités linéaires de telles structures [Abelès48][Yeh 88][Bendickson 96]. Nous avons généralisé ce modèle au cas de la

propagation non linéaire des faisceaux sonde et conjugué en utilisant le facteur de champ local de la pompe lui-même dérivé du calcul de la propagation linéaire des ondes de pompe dans la structure [Danckaert 91]. Nous utilisons des faisceaux polarisés perpendiculairement au plan d'incidence.

II.1.2.1 Propagation linéaire du faisceau pompe

Afin de simplifier notre étude, nous supposons le régime paramétrique pour le mélange à quatre ondes, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de changement des intensités de pompe en raison du transfert d'énergie des ondes de pompe vers les faisceaux sonde et conjugué. De la même façon, les modifications d'amplitude de la pompe induits par des effets non linéaires (effet Kerr optique ou absorption à deux photons) sont également négligés.

Le formalisme matriciel permet d'exprimer les champs des faisceaux de pompe à l'entrée de chaque couche en fonction des champs à la sortie de la structure. Ainsi, à l'entrée du $j^{\text{ième}}$ milieu d'indice n_i , à la position $r_{n_i}^{(j)} = 0$ prise juste après l'interface, on a :

$$\begin{bmatrix} \underline{E}_{Pin} \\ \underline{E}_{Pout} \end{bmatrix} (r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega) = \begin{bmatrix} \underline{E}_{Pf} (r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega) \\ \underline{E}_{Pb} (r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega) \end{bmatrix} = M_{n_i}^{(j)} \begin{bmatrix} \underline{E}_{Pout} \\ \underline{0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{n_i 11}^{(j)} & M_{n_i 12}^{(j)} \\ M_{n_i 21}^{(j)} & M_{n_i 22}^{(j)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_T \\ \underline{0} \end{pmatrix} \quad (\text{II.1})$$

avec :

$$M_{n_1}^{(j)} = \left(\prod_{k=j}^N P_{n_1}^{(k)} S_L R_{12} P_{n_2}^{(k)} S_L R_{21} \right) R_{21}^{-1} R_{2S} \quad (\text{II.2})$$

et :

$$M_{n_2}^{(j)} = P_{n_2}^{(j)} S_L R_{21} \left[\prod_{k=j+1}^N P_{n_1}^{(k)} S_L R_{12} P_{n_2}^{(k)} S_L R_{21} \right] R_{21}^{-1} R_{2S} \quad \text{pour } j \neq N \quad (\text{II.3})$$

$$M_{n_2}^{(N)} = P_{n_2}^{(N)} S_L R_{2S}$$

La matrice de transfert M de la structure entière reliant champs incident, transmis et réfléchi est quant à elle donnée par l'équation suivante :

$$M = R_{01} \left[\prod_{j=1}^N P_{n_1}^{(j)} S_L R_{12} P_{n_2}^{(j)} S_L R_{21} \right] R_{21}^{-1} R_{2S} \quad (\text{II.4})$$

Dans toutes ces équations, R_{ij} désigne les matrices de transfert aux interfaces (réflexion - transmission en incidence normale) entre les deux milieux d'indices n_i et n_j (l'indice 0 correspond au milieu incident et l'indice S au substrat) telles que :

$$R_{ij} = \frac{1}{t_{n_i n_j}} \begin{pmatrix} 1 & r_{n_i n_j} \\ r_{n_i n_j} & 1 \end{pmatrix} \text{ avec } r_{n_i n_j} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \text{ et } t_{n_i n_j} = \frac{2n_i}{n_i + n_j} \quad (\text{II.5})$$

D'autre part, $P_{n_i}^{(j)}$ est la matrice de propagation dans le milieu d'indice n_i . Pour un milieu absorbant de coefficient d'absorption en intensité α_i , on obtient alors :

$$P_{n_i}^{(j)} = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)}} e^{\frac{\alpha_i}{2} e_i^{(j)}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)}} e^{-\frac{\alpha_i}{2} e_i^{(j)}} \end{pmatrix} \quad (\text{II.6})$$

La modélisation tient aussi compte des pertes par diffusion aux interfaces de la structure, la matrice S_L modélisant la qualité et la rugosité de ces interfaces. Les pertes par diffusion dues aux rugosités (même si elles sont faibles) sont, en effet, un paramètre important du fait du grand nombre d'interfaces et de la localisation de la lumière. Cette matrice est ainsi définie par :

$$S_L = \begin{bmatrix} (1-a)^{-1} & 0 \\ 0 & 1-a \end{bmatrix} \quad (\text{II.7})$$

Où a représente le coefficient des pertes par diffusion de chaque interface (on suppose qu'il est le même pour toutes les interfaces de la structure).

La matrice M précédemment définie permet de calculer les amplitudes réfléchie \underline{E}_R et transmise \underline{E}_T pour une intensité incidente \underline{E}_I (aucun signal n'est injecté du côté du substrat) :

$$\frac{\underline{E}_T}{\underline{E}_I} = \frac{1}{M_{11}} \text{ et } \frac{\underline{E}_R}{\underline{E}_I} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (\text{II.8})$$

D'autre part, la matrice $M_{n_i}^{(j)}$ donne les amplitudes des faisceaux de pompe et les facteurs de localisation dans la couche numéro j du milieu n_i pour les ondes avant et arrière.

$$f_{Lf}(n_i, j) = \frac{E_{Pf}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega)}{\underline{E}_I} = \frac{M_{n_i, 11}^{(j)}}{M_{11}} \quad (\text{II.9})$$

$$f_{Lb}(n_i, j) = \frac{E_{Pb}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega)}{\underline{E}_I} = \frac{M_{n_i, 21}^{(j)}}{M_{11}}$$

Comme nous le verrons par la suite, $f_{Lf}(n_i, j)$ et $f_{Lb}(n_i, j)$ dépendent fortement de la couche considérée. Cependant, pour évaluer numériquement la capacité du cristal photonique à localiser la lumière, on utilise le facteur de localisation moyen f_M qui donne l'exaltation du

champ local du faisceau de pompe avant (expressions similaires pour les autres faisceaux considérés) moyenné sur toute la structure. Il est exprimé par la relation :

$$f_M = \frac{1}{2N} \sum_{j=1}^N [f_{Lf}(n_1, j)\sqrt{n_1} + f_{Lf}(n_2, j)\sqrt{n_2}] \quad (\text{II.10})$$

Si on applique cette référence à un matériau massif (d'indice n_1 ou n_2), on obtient une valeur de référence égale à 1 pour f_M .

Nous allons voir au paragraphe II.2.1.2 que ce facteur de localisation devient bien plus grand que l'unité lorsque l'on se place en bord de bande d'un cristal photonique, permettant alors la considérable exaltation de l'efficacité des processus optiques non linéaires tels que notamment le processus de mélange à quatre ondes.

II.1.2.2 Propagation non linéaire des faisceaux sonde et conjugué

Comme dans le cas linéaire, on peut relier les vecteurs amplitude des ondes signal et conjuguée, d'entrée et de sortie, ceci grâce à la matrice M_{NL} :

$$\begin{pmatrix} \underline{E}_{Si} \\ \underline{E}_{Sr} \\ \underline{E}_{Ci} \\ \underline{E}_{Cr} \end{pmatrix} = M_{NL} \begin{pmatrix} \underline{E}_{Sout} \\ \underline{E}_{Cout} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}^{NL} & M_{12}^{NL} & M_{13}^{NL} & M_{14}^{NL} \\ M_{21}^{NL} & M_{22}^{NL} & M_{23}^{NL} & M_{24}^{NL} \\ M_{31}^{NL} & M_{32}^{NL} & M_{33}^{NL} & M_{34}^{NL} \\ M_{41}^{NL} & M_{42}^{NL} & M_{43}^{NL} & M_{44}^{NL} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \underline{E}_{St} \\ \underline{E}_{Cr} \\ \underline{E}_{Ci} \\ \underline{E}_{Cr} \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

\underline{E}_{Si} est l'amplitude du signal d'entrée, \underline{E}_{Sr} l'amplitude du signal réfléchi, \underline{E}_{St} l'amplitude du signal transmis, \underline{E}_{Cr} l'amplitude du conjugué réfléchi, et \underline{E}_{Ci} l'amplitude du conjugué transmis.

On a supposé qu'aucun champ n'était injecté du côté arrière de l'échantillon (Figure II-1), tout comme dans la direction du champ conjugué (i.e. $\underline{E}_{Ci} = 0$).

À l'aide de cette matrice, on peut définir les coefficients de transmission T_S et de réflectivité R_S du faisceau signal, tout comme ceux T_C^* et R_C^* du faisceau conjugué:

$$\begin{aligned} T_S &= \frac{\underline{E}_{St}}{\underline{E}_{Si}} = \frac{M_{33}^{NL}}{M_{11}^{NL} M_{33}^{NL} - M_{13}^{NL} M_{31}^{NL}} \\ R_S &= \frac{\underline{E}_{Sr}}{\underline{E}_{Si}} = T_S \left[\frac{M_{21}^{NL} M_{33}^{NL} - M_{23}^{NL} M_{31}^{NL}}{M_{33}^{NL}} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

$$\begin{aligned}
 T_C^* &= \frac{E_{Cr}}{E_{Si}} = -T_S \begin{bmatrix} M_{31}^{NL} \\ M_{33}^{NL} \end{bmatrix} \\
 R_C^* &= \frac{E_{Cr}}{E_{Si}} = T_S \begin{bmatrix} M_{41}^{NL} M_{33}^{NL} - M_{43}^{NL} M_{31}^{NL} \\ M_{33}^{NL} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{II.13}$$

Où M^{NL} est la matrice de transmission non linéaire définie par la relation :

$$M^{NL} = R_{01}^S \left[\prod_{j=1}^N P_{n_1}^{NL(j)} S_{NL} R_{12}^S P_{n_2}^{NL(j)} S_{NL} R_{21}^S \right] R_{21}^{S^{-1}} R_{2S}^S \tag{II.14}$$

Dans chaque couche de la structure, un phénomène de mélange à quatre ondes se produit et couple le faisceau sonde avant au faisceau conjugué arrière (se propageant avec un angle $\pi+\theta$) et le faisceau sonde arrière avec le faisceau conjugué avant (se propageant avec un angle $\pi-\theta$) à travers l'interaction avec les faisceaux de Pompe avant et arrière (Figure II-1).

Pour calculer les coefficients de la matrice de propagation non linéaire $P_{n_1}^{NL(j)}$, on définit l'amplitude complexe des champs comme étant $E_{Ij(r,\omega)} = \hat{e}_{Ij} A_{Ij}(r,\omega) \exp(ik_{Ij} r)$ où \hat{e}_{Ij} est le vecteur de polarisation de l'onde Ij (I=P, S, C pour Pompe, Sonde et Conjugué respectivement, et j= f ou b pour une propagation de l'onde avant (forward) ou arrière (backward)) ; $A_{Ij}(r,\omega)$ est son amplitude et \underline{k}_{Ij} son vecteur d'onde de direction \hat{k}_{Ij} .

À l'aide de l'approximation de l'enveloppe lentement variable ([Shen 04] [Flytzanis 75]), on obtient deux systèmes d'équations couplées (unités c.g.s) pour les ondes Signal avant (Sf) et Conjugué arrière (Cb) à l'intérieur d'une couche homogène :

$$\begin{aligned}
 \hat{k}_{Sf} \cdot \nabla A_{Sf}(r,\omega) &= i \frac{4\pi^2}{n\lambda} D \left[\hat{e}_C \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega,\omega,-\omega) \hat{e}_F \hat{e}_B \hat{e}_S \right] A_{Pf}(r,\omega) A_{Pb}(r,\omega) A_{Cb}^*(r,\omega) - \frac{\alpha}{2} A_{Sf}(r,\omega) \\
 \hat{k}_{Cb} \cdot \nabla A_{Cb}(r,\omega) &= i \frac{4\pi^2}{n\lambda} D \left[\hat{e}_C \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega,\omega,-\omega) \hat{e}_F \hat{e}_B \hat{e}_S \right] A_{Pf}(r,\omega) A_{Pb}(r,\omega) A_{Sf}^*(r,\omega) - \frac{\alpha}{2} A_{Cb}(r,\omega)
 \end{aligned} \tag{II.15}$$

On a noté D le facteur de dégénérescence des trois ondes générant la polarisation non linéaire ($D=3!=6$ pour trois ondes différentes, $D=3$ pour deux ondes seulement différentes et $D=1$ pour trois ondes identiques).

De même pour les ondes Signal arrière (Sb) et Conjuguée avant (Cf), on a :

$$\begin{aligned}\hat{k}_{Sb} \cdot \underline{\nabla} A_{Sb}(r, \omega) &= i \frac{4\pi^2}{n\lambda} D \left[\hat{e}_C \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega, \omega, -\omega) \hat{e}_F \hat{e}_B \hat{e}_S \right] A_{Pf}(r, \omega) A_{Pb}(r, \omega) A_{Cf}^*(r, \omega) - \frac{\alpha}{2} A_{Sb}(r, \omega) \\ \hat{k}_{Cf} \cdot \underline{\nabla} A_{Cf}(r, \omega) &= i \frac{4\pi^2}{n\lambda} D \left[\hat{e}_C \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega, \omega, -\omega) \hat{e}_F \hat{e}_B \hat{e}_S \right] A_{Pf}(r, \omega) A_{Pb}(r, \omega) A_{Sb}^*(r, \omega) - \frac{\alpha}{2} A_{Cf}(r, \omega)\end{aligned}\quad (\text{II.16})$$

Dans ces équations, $\hat{k}_{Cb} = -\hat{k}_{Sf} = (-\sin\theta, 0, -\cos\theta)$, tandis que $\hat{k}_{Cf} = -\hat{k}_{Sb} = (-\sin\theta, 0, \cos\theta)$, de part les différentes orientations des faisceaux, et α est le coefficient d'absorption en intensité du milieu considéré.

En résolvant les équations précédentes valables pour des ondes planes se propageant dans un milieu infini dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation, on peut relier le vecteur de champ à l'entrée de chaque milieu non linéaire (d'indice n_i) au vecteur de champ en sortie grâce à la matrice de propagation non linéaire $P_{n_i}^{NL(j)}$ définie par :

$$\begin{Bmatrix} \underline{E}_{Sf} \left[r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right] \\ \underline{E}_{Sb} \left[r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right] \\ \underline{E}_{Cf}^* \left[r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right] \\ \underline{E}_{Cb}^* \left[r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right] \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} NL_{n_i 11}^{(j)} & 0 & 0 & NL_{n_i 14}^{(j)} \\ 0 & NL_{n_i 22}^{(j)} & NL_{n_i 23}^{(j)} & 0 \\ 0 & NL_{n_i 32}^{(j)} & NL_{n_i 33}^{(j)} & 0 \\ NL_{n_i 41}^{(j)} & 0 & 0 & NL_{n_i 44}^{(j)} \end{bmatrix} \times \begin{Bmatrix} \underline{E}_{Sf} \left[r_{n_i}^{(j)} = L, \omega \right] \\ \underline{E}_{Sb} \left[r_{n_i}^{(j)} = L, \omega \right] \\ \underline{E}_{Cf}^* \left[r_{n_i}^{(j)} = L, \omega \right] \\ \underline{E}_{Cb}^* \left[r_{n_i}^{(j)} = L, \omega \right] \end{Bmatrix}\quad (\text{II.17})$$

avec :

$$NL_{n_i 11}^{(j)} = NL_{n_i 33}^{(j)*} = \left[\cos(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}) + \frac{\alpha_i e_i^{(j)} \sin(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)})}{2 \alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}} \right] e^{-i \frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)} \cos\theta_i}\quad (\text{II.18})$$

$$NL_{n_i 44}^{(j)} = NL_{n_i 22}^{(j)*} = \left[\cos(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}) - \frac{\alpha_i e_i^{(j)} \sin(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)})}{2 \alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}} \right] e^{-i \frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)} \cos\theta_i}\quad (\text{II.19})$$

$$NL_{n_i 14}^{(j)} = NL_{n_i 32}^{(j)*} = -i (\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}) e^{i\phi_{n_i}^{(j)}} \left(\frac{\sin(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)})}{\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}} \right) e^{-i \frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)} \cos\theta_i}\quad (\text{II.20})$$

$$NL_{n_i 41}^{(j)} = NL_{n_i 23}^{(j)*} = -i (\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}) e^{-i\phi_{n_i}^{(j)}} \left(\frac{\sin(\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)})}{\alpha_{n_i}^{n(j)} e_i^{(j)}} \right) e^{-i \frac{2\pi n_i}{\lambda} e_i^{(j)} \cos\theta_i}\quad (\text{II.21})$$

où $\alpha_{n_i}^{n(j)}$, $\alpha_{n_i}^{i(j)}$ et $\phi_{n_i}^{(j)}$ sont définis dans chaque couche d'indice n_i et de position j de la paire de couches par les relations :

$$\alpha_{n_i}^{i(j)} = \frac{4\pi^2}{n_i \lambda \cos\theta} D \left| \chi_{0_i}^{(3)} \right| \left| \underline{E}_{Pf} \left(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right) \right| \left| \underline{E}_{Pb} \left(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega \right) \right|\quad (\text{II.22})$$

$$\alpha_{n_i}^{n(j)2} = \alpha_{n_i}^{i(j)2} - \left(\frac{\alpha_i}{2} \right)^2\quad (\text{II.23})$$

$$e^{i\phi_{n_i}^{(j)}} = \frac{\chi_{0_i}^{(3)} E_{Pf}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega) E_{Pb}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega)}{|\chi_{0_i}^{(3)}| |E_{Pf}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega)| |E_{Pb}(r_{n_i}^{(j)} = 0, \omega)|} \quad (\text{II.24})$$

La matrice de transfert R_{ij}^S du faisceau Sonde à l'interface entre les milieux d'indice n_i et n_j (réflexion – transmission oblique) est définie de la façon suivante :

$$R_{ij}^S = \frac{1}{t_{n_i n_j}} \begin{pmatrix} 1 & r_{n_i n_j} & 0 & 0 \\ r_{n_i n_j} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & r_{n_i n_j} \\ 0 & 0 & r_{n_i n_j} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.25})$$

avec $r_{n_i n_j} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j}$ et $t_{n_i n_j} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j}$ pour le cas d'une polarisation TE

(cadre de notre analyse).

La matrice des pertes par diffusion S_{NL} peut être exprimée , de la même façon que S_L :

$$S_{NL} = \begin{pmatrix} (1-a)^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (1-a)^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1-a \end{pmatrix} \quad (\text{II.26})$$

En utilisant un processus similaire à celui utilisé pour la propagation du faisceau pompe, il est aussi possible d'extraire depuis le modèle matriciel les amplitudes des faisceaux sonde et conjugué dans chaque couche et d'observer leur répartition à l'intérieur du cristal photonique, ce qui est très important pour vérifier la validité de l'approximation de l'enveloppe lentement variable faite dans notre analyse.

II.2 Résultats des modélisations

II.2.1 Mélange à quatre ondes dans un cristal photonique 1D

Dans un premier temps, nous avons considéré un cristal photonique 1D parfait, c'est-à-dire ne présentant ni de pertes par diffusion aux interfaces ($a=0$) ni de pertes par absorption dans les couches ($\alpha_1=\alpha_2=0$). D'autre part, les couches utilisées sont des couches quart d'onde : $e_i^{(j)} = \lambda_{PC} / (4n_i)$ (λ_{PC} étant la longueur d'onde centrale de la bande interdite photonique [Danckaert 91] [Delaye 05]). Cette condition va permettre d'obtenir des interférences constructives en réflexion pour λ_{PC} .

II.2.1.1 Localisation de la lumière dans un cristal photonique 1D parfait

Nous avons calculé à l'aide du formalisme précédemment décrit la répartition du champ optique de pompe à l'intérieur de la structure.

Prenons l'exemple d'une structure composée de 30 paires de couches d'indices $n_1=3$ et $n_2=2,5$ et avec $n_0=1$ et $n_S=3,0001$. La Figure II-2 montre l'évolution de la réflectivité (trait fin) et du facteur de champ local moyen (trait épais) en fonction de la longueur d'onde.

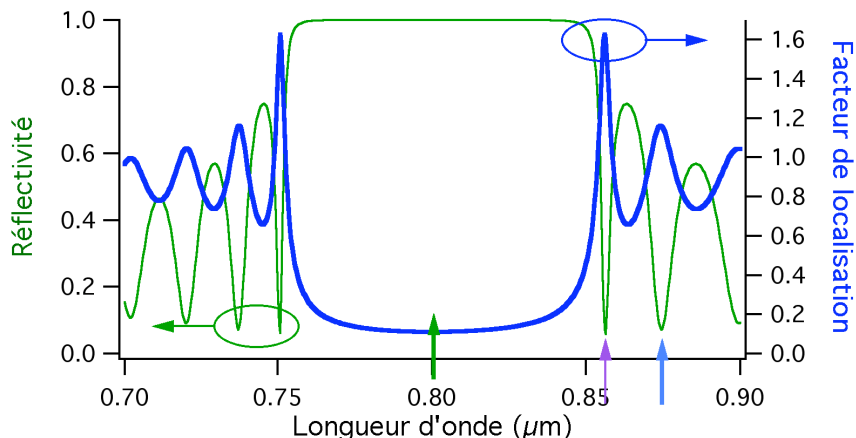


Figure II-2 Réflectivité (trait fin) et facteur de localisation d'un CP 1D (trait épais)

La réflectivité d'une telle structure montre un exemple typique de bande interdite photonique, il existe une bande de fréquence pour laquelle la propagation de la lumière à l'intérieur de la structure est interdite, la lumière étant totalement réfléchi.

Au centre de la bande interdite, $\lambda=800\text{nm}$, la lumière pénètre uniquement dans les premières couches de la structure (cf Figure II-3-c), l'intensité décroît alors très rapidement à l'intérieur de la structure (avec un facteur de localisation très faible).

En bord de bande, la structure devient transparente avec une faible réflectivité (cette réflectivité serait nulle pour $n_0=n_S$). On observe bien sur la Figure II-2 que la forte transmission du premier bord de bande ($\lambda=856,4\text{nm}$) coïncide avec un maximum du facteur de localisation moyen f_M . Ceci est dû au fait que la lumière transmise à l'intérieur de la structure y séjourne longtemps avant d'en sortir du fait des nombreuses réflexions aux interfaces des couches. La répartition lumineuse correspondante que l'on peut observer sur la Figure II-3-a démontre que localement, à l'intérieur de la structure, l'intensité, normalisée par rapport à l'intensité incidente, peut être jusqu'à 5 fois supérieure à celle injectée. Ce phénomène de localisation de la lumière est aussi présent au bord de bande situé du côté des faibles longueur d'onde, néanmoins dans ce cas, les maximums de l'onde stationnaire existant

à l'intérieur de la structure seraient localisé dans la région de bas indice au lieu de celle des hauts indices [Joannopoulos 95].

D'autre part, cette localisation de la lumière se produit également au deuxième bord de bande ($\lambda=874,4\text{nm}$), elle est cependant moins forte et avec une répartition multi pics (voir Figure II-3-b).

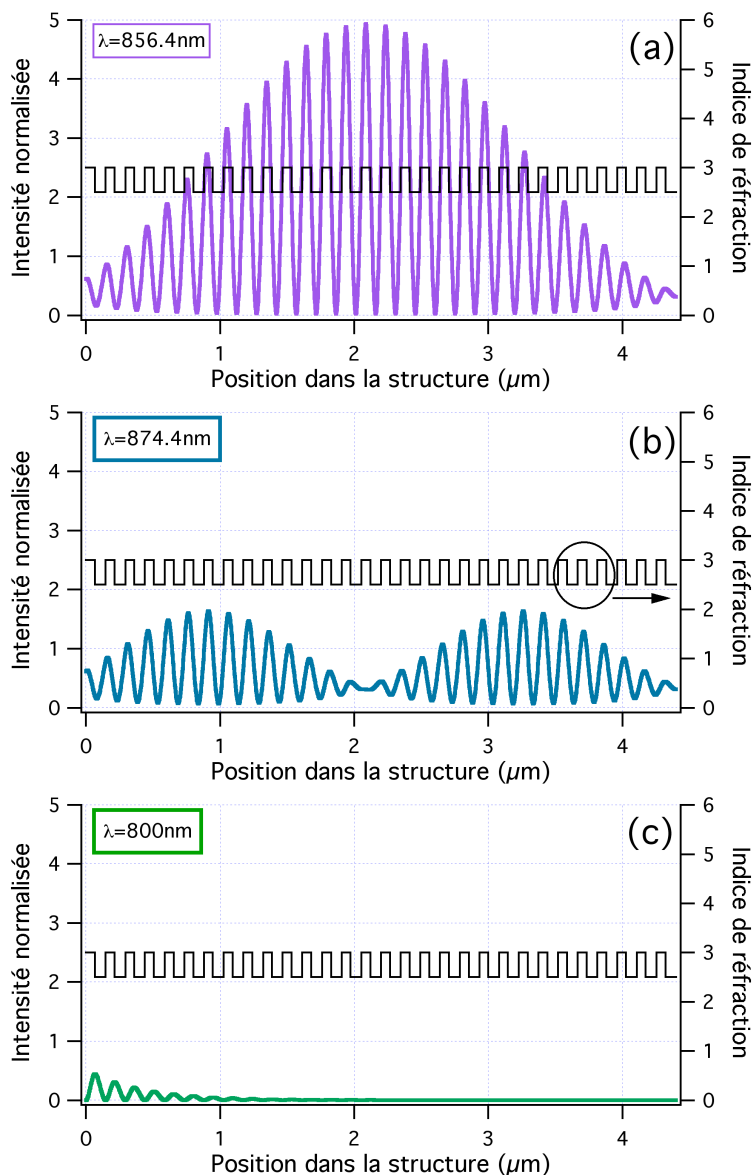


Figure II-3 Répartition de l'intensité lumineuse normalisée à l'intérieur de la structure

L'intensité lumineuse est normalisée par rapport à l'intensité incidente à l'intérieur de la structure pour différentes positions du spectre (longueur d'onde) :

- au **premier minima** du bord de bande ($\lambda=856,4\text{nm}$)
- au **second minima** du bord de bande ($\lambda=874,4\text{nm}$)
- au **centre** de la bande interdite ($\lambda=800\text{nm}$)

La structure d'indice est aussi présentée.

Ces différentes simulations numériques nous ayant permis de comprendre et de visualiser l'effet de la localisation de la lumière dans les structures à cristal photonique 1D, nous allons maintenant nous intéresser à la réflectivité conjuguée en phase au sein de ces structures.

II.2.1.2 Réflectivité conjuguée en phase dans un cristal photonique 1D

Comme nous l'avons vu au paragraphe II.1.2, le phénomène de localisation de la lumière est très favorable à l'efficacité non linéaire de la structure. Cependant, si on utilise un cristal photonique simple, la localisation se produit lorsque la structure devient transparente, la pompe arrière du mélange à quatre ondes n'est donc pas générée de façon très efficace (même si elle existe quand même grâce aux réflexions multiples dues aux différentes couches). Il est donc préférable d'avoir un miroir en sortie du cristal permettant de réfléchir le faisceau transmis (et perdu), ceci de façon à générer efficacement le faisceau de pompe arrière de manière optimale. L'introduction de ce miroir est également indispensable pour les calculs sur un matériau massif afin de pouvoir calculer ultérieurement l'exaltation due à la structuration du matériau.

Un moyen simple d'implémenter ce miroir, que ce soit au niveau du calcul ou de la réalisation pratique, est de déposer le cristal photonique sur un autre miroir de Bragg. Celui-ci sera composé des mêmes matériaux mais d'épaisseurs différentes afin de centrer la bande interdite, donc une zone de réflectivité égale à 1, sur le bord de bande du cristal photonique étudié. En effet, en bord de bande, la structure devient transparente, la lumière est entièrement transmise au miroir de Bragg arrière qui réfléchit alors totalement cette lumière et permet donc de créer efficacement l'onde de pompe arrière. Pour la structure présentée au paragraphe II.2.1.1, le miroir de Bragg est alors centré sur $\lambda=856,4\text{nm}$, en augmentant uniquement les épaisseurs des matériaux déposés d'un rapport λ_B/λ_{PC} , il est composé de 20 paires de couches.

Pour nos calculs, les deux matériaux composant le cristal photonique ont des coefficients non-linéaires identiques égaux à $D\chi_{0_i}^{(3)} = -1.7 * 10^{-11} \text{esu}$ (ce qui correspond à l'ordre de grandeur rencontré dans les matériaux semi-conducteurs II-VI et III-V)

Le spectre présenté sur la Figure II-4 démontre que le pic de localisation de la lumière situé en bord de bande coïncide avec le pic de réflectivité conjuguée en phase. La localisation de la lumière est augmentée, par rapport au cas sans miroir de Bragg arrière, en raison de la réflexion quasi totale par le second miroir de Bragg de la lumière transmise par le cristal photonique. On effectue le calcul du facteur de localisation f_M uniquement à l'intérieur du

crystal photonique sans prendre en compte le second miroir de Bragg puisque la lumière n'y pénètre pas sur la gamme de longueur d'onde considérée.

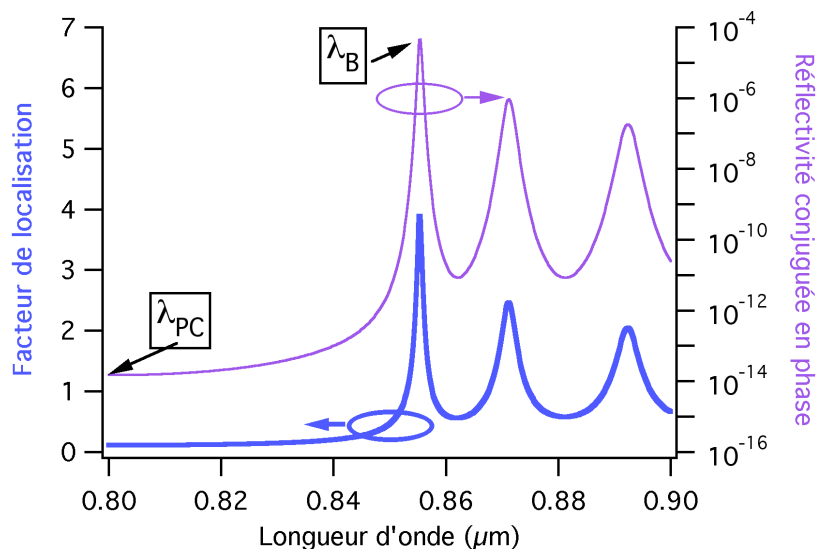


Figure II-4 Facteur de localisation moyen (trait épais) et réflectivité conjuguée en phase (trait fin) d'un cristal photonique 1D

Ce dernier est composé de 30 paires de couches, centré sur λ_{PC} et déposé sur un miroir de Bragg, composé de 20 paires de couches, centré sur λ_B . L'intensité de pompe utilisée pour ces calculs est de 10MW.cm^{-2} .

Afin de pouvoir évaluer l'apport de la structuration, nous avons modélisé une structure massive équivalente, celle-ci est composée d'un empilement d'une couche de matériau n_1 , d'épaisseur $30 * \lambda_{CP} / 4n_1$, et d'un couche de matériau n_2 , d'épaisseur $30 * \lambda_{CP} / 4n_2$. La Figure II-5 présente les résultats obtenus.

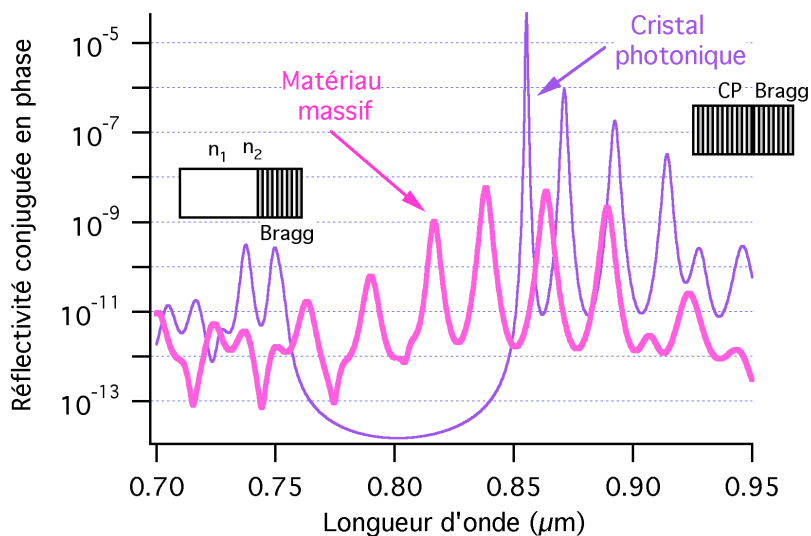


Figure II-5 Réflectivité conjuguée en phase pour un cristal photonique (trait fin) et pour un matériau massif équivalent (trait épais)

Dans ce cas, la pompe arrière ne peut pas être générée par la structure, c'est pourquoi on a aussi déposé cette structure sur un miroir de Bragg, le même que celui utilisé précédemment pour le cristal photonique.

On peut alors voir que le gain de réflectivité conjuguée en phase apporté par la structuration atteint en bord de bande interdite environ 1000 fois celui qui serait obtenu dans un matériau massif d'épaisseur équivalente, démontrant ainsi l'apport de la structuration du matériau pour des fonctions non linéaires.

II.2.1.2.1 Validité de l'approximation de l'enveloppe lentement variable.

Nous avons vu que nous avons effectué nos calculs à l'aide d'un modèle utilisant les équations de propagation non linéaire basées sur l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Cette dernière suppose une faible modification relative des amplitudes des champs pour une longueur de propagation de l'ordre de la longueur d'onde. Ce problème est donc, dans notre cas, important puisque les cristaux photoniques ont des périodes de modulation plus petites que la longueur d'onde. Il a notamment déjà été démontré que cette approximation pouvait être fautive dans le cas particulier de l'effet Kerr dans des cristaux photoniques [Danckaert 91], à haute énergie, lorsque le phénomène de bistabilité optique peut se produire.

Afin de vérifier la validité de cette approximation de l'enveloppe dans le cadre de notre étude de mélange à quatre ondes à des intensités pompe supposées suffisamment faibles pour ne pas tenir compte de l'effet Kerr optique responsable de la bistabilité optique, les amplitudes conjuguées en phase ont été calculées en entrée et en sortie de chaque couche non linéaire de la structure. La Figure II-6 montre l'évolution de la variation relative de l'amplitude du conjugué dans chaque couche, en fait de la différence de ces amplitudes divisée par leur somme, à l'intérieur de la structure. Cette figure montre le cas de l'onde conjuguée en phase arrière dans les milieux de faibles indices qui donnent la plus importante variation (le milieu de faible indice est plus épais, dans la structure $\lambda/4$). Les autres courbes ont, en fait, des allures identiques avec des amplitudes plus faibles.

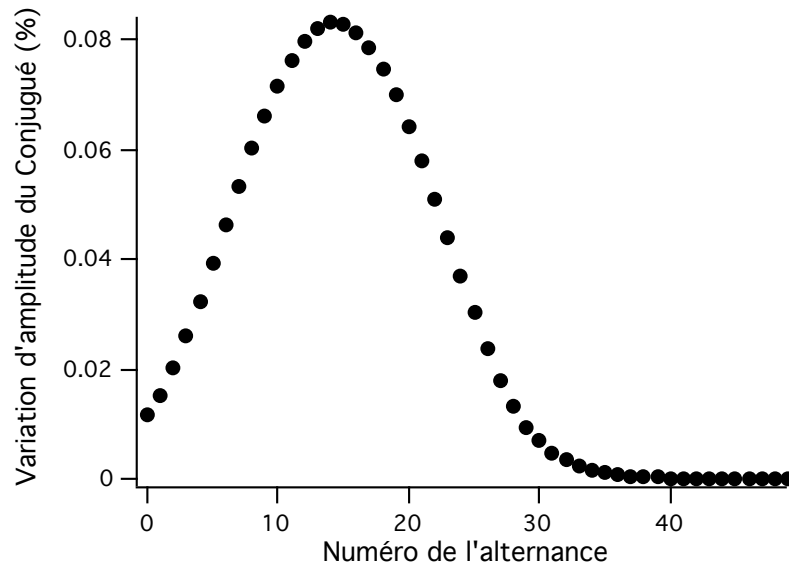


Figure II-6 Evolution de la variation de l'amplitude de l'onde conjuguée en phase arrière dans les couches de faibles indices du cristal photonique.

Le calcul est effectué pour la longueur d'onde du pic de réflectivité conjuguée en phase avec une intensité de pompe de $10MW.cm^{-2}$.

La répartition spatiale présentée sur cette figure montre que la plus grande variation est inférieure à 0.1% sur une épaisseur de $\lambda/4$. Ceci signifie que l'approximation de l'enveloppe lentement variable est bien vérifiée pour le cas d'un mélange à quatre ondes dans un cristal photonique utilisé dans le cas où le phénomène de bistabilité peut être négligé. Ce résultat qui pourrait paraître surprenant est sans doute lié au fait que le calcul tient déjà compte des ondes se propageant vers l'avant et l'arrière, qui s'introduisent automatiquement en l'absence de cette hypothèse simplificatrice.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence des différents paramètres de la structure (nombre de couches, contraste d'indice) et des conditions expérimentales (angle d'incidence du faisceau sonde) sur la réflectivité conjuguée en phase.

II.2.1.2.2 Influence du nombre de paires de couches

Nous avons étudié l'influence du nombre de couches du cristal photonique sur le pic de réflectivité conjuguée, en gardant le même nombre de couches pour le miroir de Bragg arrière, avec $n_1=3$, $n_2=2.5$, $n_S=3.0001$, $\theta=0$ et $\chi^{(3)}=-1,7.10^{-11}$ ues. Les résultats obtenus sont montrés sur la Figure II-7.

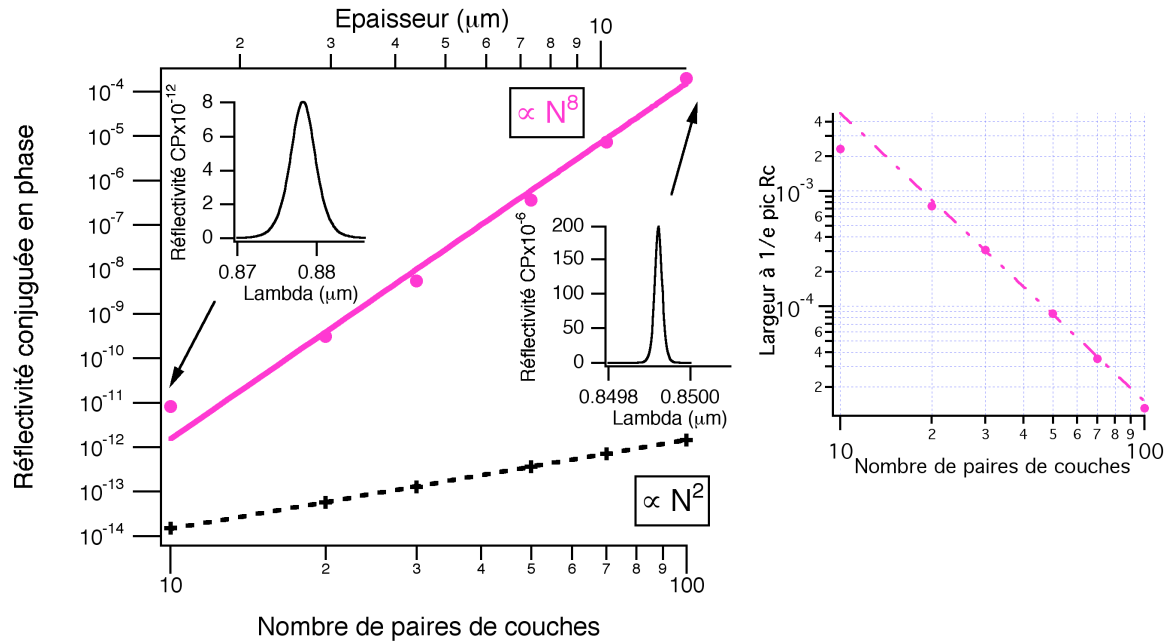


Figure II-7 Réflectivité conjuguée en phase d'un cristal photonique (cercles pleins) et d'un matériau massif d'épaisseur équivalente (croix) en fonction du nombre de paires de couches N (ou de l'épaisseur de la structure).

Les courbes représentent la variation théorique avec le nombre de couches. Les encarts montrent les spectres de réflectivité conjuguée en phase du cristal photonique pour des points particuliers. L'intensité de pompe utilisée est de $0.1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. L'évolution de la largeur à 1/e du pic de réflectivité conjuguée en fonction du nombre de paires de couches est aussi représentée.

On constate que le maximum du pic de réflectivité conjuguée en phase croît proportionnellement à la puissance huitième du nombre de couches du cristal, donc de l'épaisseur de la structure, alors qu'elle croît seulement comme le carré de l'épaisseur dans le cas du matériau massif (déposé sur le même miroir de Bragg arrière afin de générer le faisceau pompe arrière).

Le calcul prévoit néanmoins une valeur supérieure dans le cas d'un cristal photonique composé d'un faible nombre de couches. Cela est dû au second miroir de Bragg qui est lui aussi composé de matériaux non linéaires. En effet, la lumière ne pénétrant que dans les premières couches de ce miroir, cette contribution à la réflectivité conjuguée en phase n'est significative que pour un cristal photonique de faible épaisseur, avant de décroître rapidement, en valeur relative, pour un grand nombre de couches du cristal photonique.

Cette variation en N^8 peut être retrouvée à partir de l'équation I-21 reproduite ci-dessous :

$$\underline{\underline{\chi_{eff}^{(3)}}}(r, \omega_1, \omega_2, \omega_3) = f_4(r, \omega_4) \cdot f_1(r, \omega_1) \cdot f_2(r, \omega_2) \cdot f_3(r, \omega_3) \cdot \underline{\underline{\chi_{loc}^{(3)}}}(r, \omega_1, \omega_2, \omega_3)$$

Où la susceptibilité non linéaire effective varie comme la puissance quatrième du facteur de localisation, ce qui donne une puissance huitième pour la réflectivité conjuguée en phase. Cette localisation est proportionnelle au nombre de paires de couches et peut être calculée analytiquement à partir de l'expression de la vitesse de groupe en bord de bande d'un cristal photonique [Bendickson 96] :

$$f_M = \left[\frac{1 - T_{12} \cos^2(\pi/2N)}{T_{12} \sin^2(\pi/2N)} \right]^{1/2} \approx \frac{2N}{\pi} \left(\frac{1 - T_{12}}{T_{12}} \right)^{1/2} \text{ quand } N \rightarrow \infty \quad (\text{II.27})$$

Où $T_{12} = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2}$ désigne le facteur de transmission en intensité entre les milieux n_1 et n_2 .

En utilisant $\Delta n = n_1 - n_2$ le contraste d'indice entre les milieux n_1 et n_2 , on obtient :

$$f_M \approx \frac{\Delta n}{\sqrt{n_1 n_2}} \frac{N}{\pi} \text{ quand } N \rightarrow \infty \quad (\text{II.28})$$

On constate également sur les encarts de la Figure II-7 que la très grande augmentation de la réflectivité conjuguée en phase avec le nombre de couches s'accompagne d'un fort rétrécissement de son spectre (rétrécissement d'un facteur 1700). Ce résultat est en accord avec le concept général des résonances, comme dans le cas des cavités Fabry-Pérot.

II.2.1.2.3 Influence de la puissance de pompe

Nous avons tracé sur la Figure II-8 la réflectivité conjuguée obtenue pour différentes intensités de pompe injectées dans la structure afin de vérifier la dépendance de la réflectivité conjuguée avec ce paramètre.

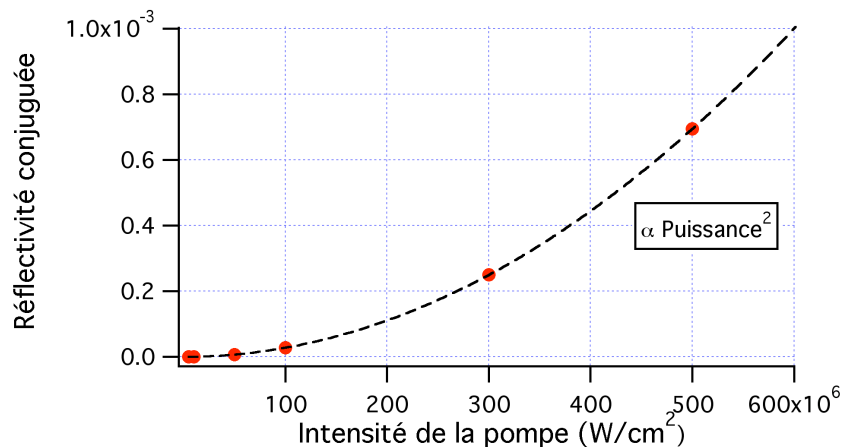


Figure II-8 Evolution de la réflectivité conjuguée en phase en fonction de la puissance de pompe

La structure utilisée est composée de 30 paires de couches de CdMnTe et de CdMgTe, centrées sur λ_{PC} et déposées sur un miroir de Bragg, composé de 20 paires de couches, centré sur λ_B .

On observe bien, comme attendu, une croissance de la réflectivité conjuguée en phase proportionnelle au carré de la puissance de pompe injectée.

II.2.1.2.4 Influence du contraste d'indice

Nous venons de voir que le facteur de localisation donné par l'équation II.28 était proportionnel au contraste d'indice entre les couches du cristal photonique, ce qui laisse augurer une très forte dépendance de la réflectivité conjuguée en phase avec ce paramètre ($I_C \propto f_M^8$). On peut observer cette dépendance sur la Figure II-9. La structure étudiée est un cristal photonique composé de 30 paires de couches, déposé sur un miroir de Bragg composé de 20 paires de couches. Le premier matériau possède un indice $n_1=3$ et on étudie le cas de matériaux d'indice pouvant varier entre 3 et 1. Pour chaque valeur de l'indice n_2 , les épaisseurs du miroir de Bragg arrière sont recalculées afin de compenser le décalage du bord de bande.

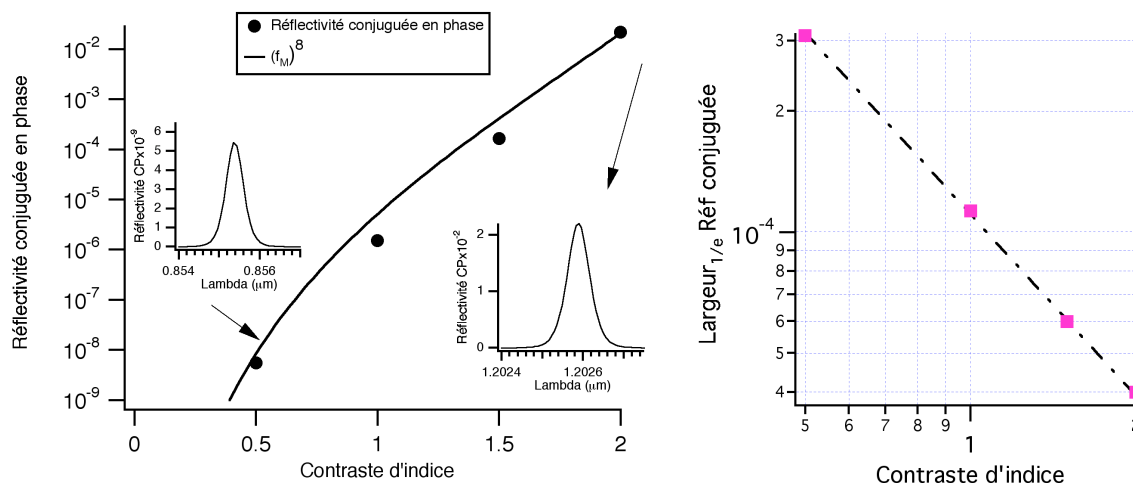


Figure II-9 Réflectivité conjuguée en phase en fonction du contraste d'indice

Le contraste d'indice est défini à partir de $n_1=3$.

Les encarts montrent des spectres de réflectivités conjuguées en phase pour des points particuliers.

L'intensité de pompe utilisée pour ces calculs est de $0.1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$

L'évolution de la largeur à 1/e du pic de réflectivité conjuguée en fonction du contraste d'indice est aussi représenté.

On peut ainsi observer l'aspect bénéfique de l'augmentation du contraste d'indice sur l'efficacité non linéaire de la structure, environ 7 ordres de grandeur quand Δn passe de 0,5 à 2. Dans ce cas encore, la réflectivité conjuguée en phase (points sur la Figure II-9) suit bien la dépendance en f_M^8 prédite par les équations I-21 et II-28. On constate également que, comme

dans le cas du nombre de paires de couches, l'augmentation du contraste d'indice entraîne un rétrécissement de la largeur du pic de réflectivité conjuguée.

II.2.1.2.5 Influence de l'angle d'incidence

Tous les résultats que nous venons de présenter ont été calculés à partir de faisceaux arrivant en incidence normale sur l'échantillon. Expérimentalement, pour pouvoir extraire le faisceau conjugué en phase, un angle doit être imposé entre les faisceaux sonde et pompe, dans le cas étudié ici de polarisations identiques pour les faisceaux pompe et signal. La Figure II-10 montre l'évolution de la réflectivité conjuguée en phase du cristal photonique en fonction de l'angle d'incidence de la sonde, les autres paramètres de la structure étant les mêmes que ceux utilisées au paragraphe II.2.1.2.2.

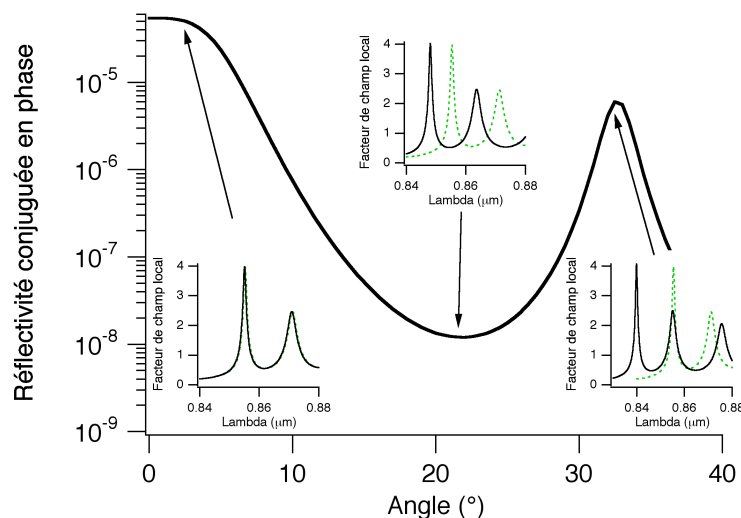


Figure II-10 Réflectivité conjuguée en phase du cristal photonique en fonction de l'angle d'incidence de la sonde

Le cristal est composé de 30 paires de couches, il est centré sur λ_{PC} et déposé sur un miroir de Bragg, composé de 20 paires de couches, centré sur λ_B . Le contraste d'indice est $\Delta n=0.5$. Les encarts montrent les spectres de réflectivité de la pompe (---) et de la sonde (—) pour des angles particuliers. L'intensité de pompe utilisée pour ces calculs est de $10MW.cm^{-2}$.

On observe notamment que le maximum de réflectivité conjuguée en phase est obtenu pour une incidence de la sonde normale à l'échantillon et qu'une chute de réflectivité conjuguée en phase d'environ 4 ordres de grandeur se produit lorsque l'angle d'incidence de la sonde atteint 20°. Ceci s'explique par le fait qu'augmenter l'angle d'incidence de la sonde revient à augmenter l'épaisseur de matériau vue par la sonde dans chaque couche entraînant ainsi un décalage du spectre de la sonde. Le bord de bande de la sonde est donc décalé vers le bleu et n'est plus superposé à celui de la pompe. Cela entraîne des facteurs de localisation f_i différents pour les faisceaux pompe et sonde et donc une moins bonne localisation de la lumière. On

peut observer ce phénomène sur l'encart représentant les facteurs de localisation de la pompe et de la sonde pour un angle de 22° .

Cependant cette figure démontre également une augmentation de la réflectivité conjuguée en phase pour un angle d'incidence de 32° . Cet angle correspond à la superposition du premier bord de bande de la pompe avec le deuxième bord de bande de la sonde. Ce deuxième pic de réflectivité est néanmoins plus petit que le premier d'un ordre de grandeur. Cela s'explique par le fait que la localisation de la lumière est moins efficace pour ce deuxième creux (cf Figure II-3).

On constate également que, si le maximum de réflectivité conjuguée est obtenu pour une incidence normale, une certaine tolérance est possible sur les petits angles. En effet, la réflectivité n'est divisée que par deux pour un angle de 4.5° et on n'observe pas de diminution significative de la réflectivité pour un angle de 2° . Ce point est très important du point de vue expérimental afin de pouvoir extraire facilement le faisceau conjugué.

II.2.1.2.6 Influence des pertes

Les différents calculs que nous avons présentés pour l'instant ont été effectués dans le cas idéal d'absence de pertes. Afin de caractériser au mieux le comportement des cristaux photoniques réels, il faut néanmoins prendre en compte ce paramètre, et ce d'autant plus que les photons, piégés dans la structure, voyagent longtemps à l'intérieur de celle-ci et voient donc plusieurs fois ces pertes avant de sortir, exacerbant ainsi leur influence.

Les pertes pouvant exister à l'intérieur du cristal peuvent avoir deux origines. Elles peuvent tout d'abord provenir d'un phénomène de diffusion liée à la rugosité de l'interface des deux matériaux différents composant une couche. Elles peuvent également provenir de pertes par absorption à l'intérieur des couches elles-mêmes. Dans le calcul, ces deux types de pertes sont pris en compte séparément dans la mesure où leurs influences respectives sont différentes.

La première cause de pertes est due à l'absorption des matériaux qui composent le cristal photonique. Nous avons pris pour nos calculs une constante d'absorption fixée à 10cm^{-1} pour les deux matériaux. Cette valeur est en fait assez forte et correspondrait à un matériau massif utilisé pas très loin de son bord de bande électronique ou à un matériau de coefficient d'absorption à deux photons de 40cmGW^{-1} utilisé avec une intensité de 250MWcm^{-2} (correspondant par exemple à des impulsions de $2,5\text{mJcm}^{-2}$ sur une durée de 10ps).

La deuxième cause de pertes est liée à la qualité des interfaces (en particulier leur rugosité) des différentes couches composant la structure. Certes, les rugosités rencontrées sont aujourd'hui assez faibles, néanmoins, du fait des nombreux allers-retours effectués par les

photons dus à la localisation de la lumière, elles peuvent avoir une forte influence. Actuellement, les rugosités rencontrées pour des structures basées sur des matériaux II-VI telles que des microcavités réalisées à partir de matériaux de CdMnTe/CdMgTe sont de l'ordre de 0.07% environ par interface [André 03].

La Figure II-11 présente l'évolution de la réflectivité conjuguée en fonction de l'épaisseur de la structure sans pertes (cercles pleins) et en présence d'absorption (cercles vides) ou de diffusion (carrés pleins).

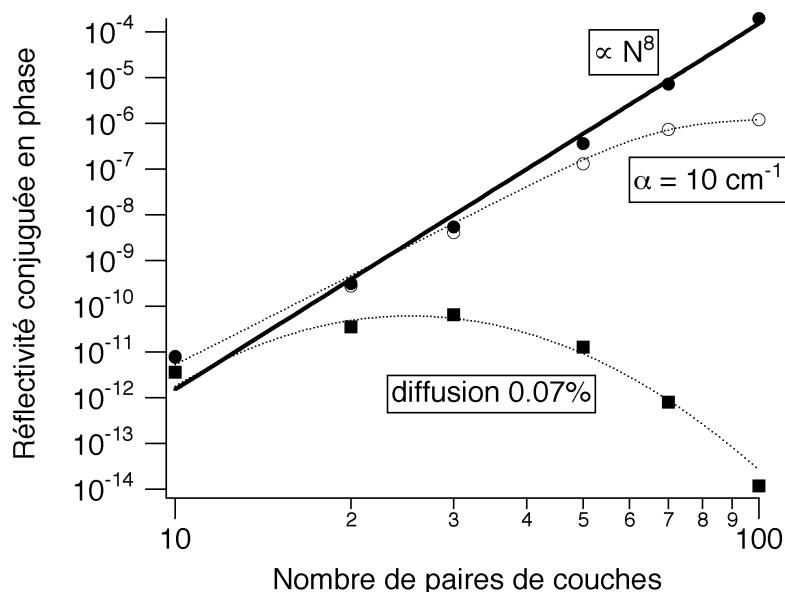


Figure II-11 Réflectivité conjuguée en phase en fonction de l'épaisseur (nombre de couches) de la structure

Les cas sans pertes (ronds pleins), avec pertes par absorption (cercles vides) et en présence de pertes par diffusion (carrés pleins) sont représentés. L'intensité de pompe utilisée est de 0.1 MW cm^{-2} .

On constate qu'en présence de pertes par absorption, la réflectivité croît continuellement jusqu'à l'apparition d'un phénomène de saturation à partir d'une centaine de paires de couches. Ceci signifie que la réflectivité conjuguée en phase supporte finalement assez bien de faibles pertes par absorption de la lumière dans les différents milieux composant la structure. Par contre, l'influence des pertes par diffusion est, elle, particulièrement importante. En effet, la réflectivité croît jusqu'à environ 30 paires de couches avant de décroître, atteignant même une valeur inférieure à celle qui serait obtenue pour un matériau massif à partir de 70 paires de couches. Ceci signifie qu'un bon compromis pour ce taux de pertes par diffusion, pour un contraste d'indice Δn de 0.5, se trouve aux alentours de 30 paires de couches, la réflectivité conjuguée en phase sera alors supérieure de deux ordres de grandeur

par rapport au matériau massif (contre quatre ordres de grandeur dans le cas d'une structure idéale sans pertes). Une telle constatation montre tout l'intérêt qu'il y a à maîtriser parfaitement la réalisation pratique des cristaux photoniques.

La Figure II-12 présente ensuite l'évolution de la réflectivité conjuguée en fonction de l'angle d'incidence de la sonde en présence ou non de pertes par diffusion.

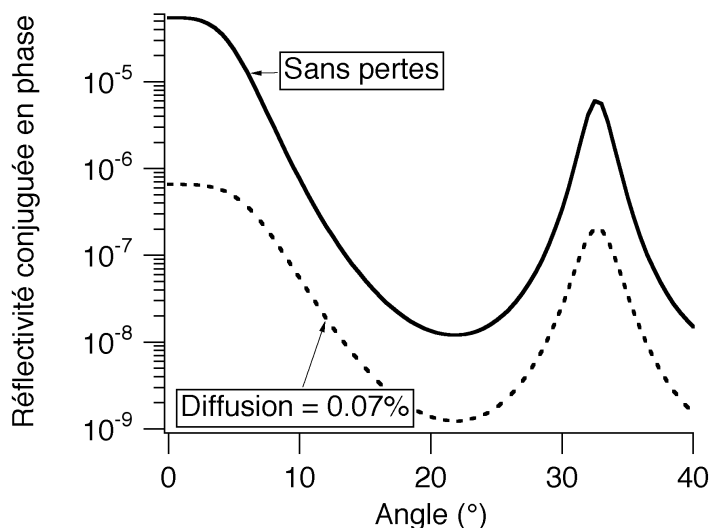


Figure II-12 Réflectivité conjuguée en phase du cristal photonique avec et sans pertes

L'intensité de pompe utilisée est de 10MWcm^{-2} .

On constate que, dans le cas de la sonde atteignant l'échantillon en incidence normale, la présence de pertes par diffusion entraîne une chute de réflectivité de l'ordre de deux ordres de grandeur. Cette influence des pertes par diffusion est moins importante (un seul ordre de grandeur) pour le deuxième pic. Cela s'explique par le fait que pour ce deuxième pic la localisation du faisceau sonde est moins efficace et donc moins sensible aux pertes, entraînant alors une plus faible réduction de la réflectivité conjuguée en phase. De ce fait, l'efficacité de la réflectivité conjuguée en phase n'est pas tellement plus faible pour une incidence du faisceau signal de 32° qu'en incidence normale, ce qui peut être intéressant pour des dispositifs pratiques.

On a ainsi montré que les pertes ont une importance capitale sur l'efficacité des processus non linéaires dans les cristaux photoniques. Le cas notamment des pertes par diffusion montre bien la nécessité de réaliser des interfaces entre les couches d'excellente qualité, ayant le plus fort contraste d'indice possible, ceci permettant de diminuer le nombre de couches du dispositif pour une même réflectivité conjuguée.

II.2.2 Mélange à quatre ondes dans une microcavité

Nous avons étudié jusqu'à présent le cas de cristaux photoniques de périodicité parfaite. Si l'on rompt maintenant localement la périodicité du cristal, on introduit des défauts localisés dans la bande interdite, au même titre qu'un défaut cristallin introduit des niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite d'un semi-conducteur [Viktorovitch 05]. On a en fait créé une microcavité optique, les défauts localisés correspondant aux modes optiques résonants confinés dans la cavité. Un exemple de configuration bien connu est celui d'un miroir de Bragg dont l'épaisseur de l'une des couches d'une paire est modifiée de façon à ne plus être quart d'onde (cf Figure II-13).

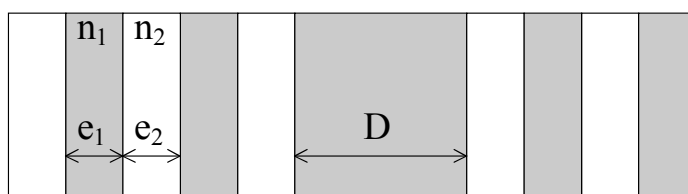


Figure II-13 Microcavité optique formée par un défaut d'épaisseur D entouré par deux réflecteurs de Bragg

Il est intéressant de comparer les résultats précédemment présentés avec ceux obtenus à l'aide d'une telle microcavité insérée dans un cristal photonique. Dans une telle structure, il est important de noter que tous les matériaux sont non linéaires, la contribution des miroirs étant au moins comparables à celle des défauts en raison de la forte pénétration des champs dans les miroirs (voir paragraphe II.2.2.1).

Nous allons nous intéresser aux différents paramètres permettant d'optimiser cette microcavité optique.

II.2.2.1 Champ interne en présence de défaut

Il est tout d'abord intéressant de visualiser la réflectivité linéaire d'un tel dispositif et l'influence de la présence de ce défaut sur la répartition du champ à l'intérieur de la structure.

La Figure II-14 présente le spectre de réflectivité d'une structure réalisée à partir d'un miroir de Bragg comportant 53 paires de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$ des matériaux II-VI CdMnTe-CdMgTe et celui d'une structure identique à l'exception de la couche de CdMnTe situé à la 23^{ème} paire qui présente un défaut d'épaisseur optique λ_0 .

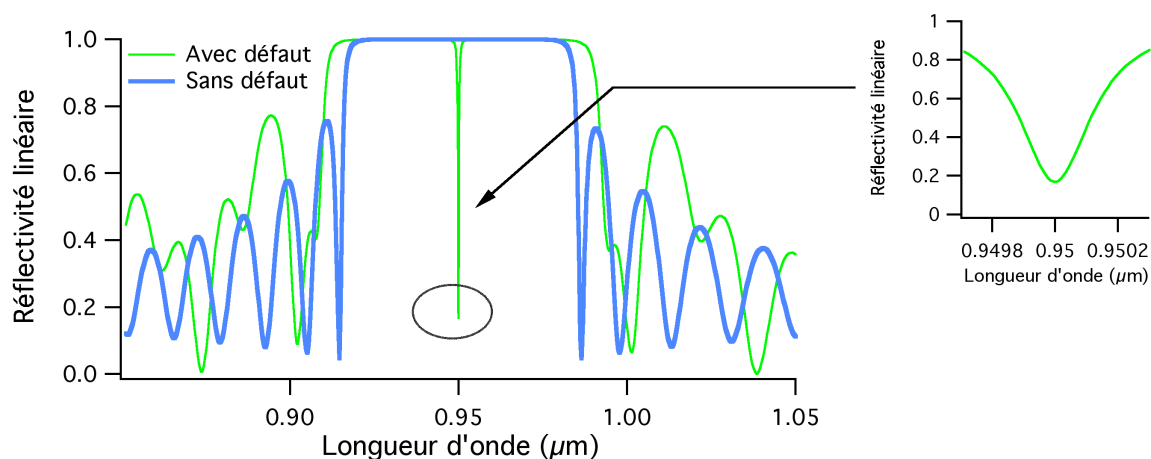


Figure II-14 Spectres de réflectivité linéaire de la structure

Structures composées de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe $\lambda_0=950\text{nm}$. Spectre avec défaut d'épaisseur λ_0 de CdMnTe (trait fin) ou sans défaut (trait épais). Intensité de pompe utilisée : $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$

Cette figure permet de visualiser le changement du spectre de réflectivité linéaire de la structure en présence d'un défaut (trait fin) par rapport à une structure de périodicité parfaite (**trait épais**). On constate l'apparition d'une résonance particulièrement fine au centre de la bande interdite photonique (à la longueur d'onde λ_0) lorsque l'on place un défaut d'épaisseur λ_0 à l'intérieur de cette structure. On observe également un élargissement de cette bande interdite en présence d'un tel défaut.

Il est intéressant de comparer l'impact de la présence de ce défaut d'épaisseur λ_0 sur l'intensité du champ interne tout au long de la structure sur le bord de bande du cristal photonique parfait et sur la résonance centrale pour un cristal photonique présentant un défaut. La Figure II-15 permet de visualiser les intensités des champs à l'intérieur de ces structures. L'accroissement d'intensité qui est d'environ 5 en bord de bande dépasse 200 sur le défaut, montrant l'impact particulièrement bénéfique de la présence de ce défaut dans la structure sur le champ interne avec une augmentation d'un facteur 40 de l'intensité normalisée du champ interne à la structure. La largeur de raie obtenue en présence du défaut ($\Delta\lambda_{\text{défaut}}=0,2\text{nm}$) est également beaucoup plus fine que celle obtenue en l'absence de ce dernier ($\Delta\lambda=2,24\text{nm}$). On peut définir un facteur de qualité F tel que $F = f * \Delta\lambda(\text{nm})$ avec f facteur d'accroissement d'intensité et $\Delta\lambda$ la largeur de la résonance exprimée en nm. On obtient alors un facteur de qualité nettement meilleur pour la microcavité présentant un défaut ($F_{\text{défaut}}=40$) que pour celle n'en présentant pas ($F=12$).

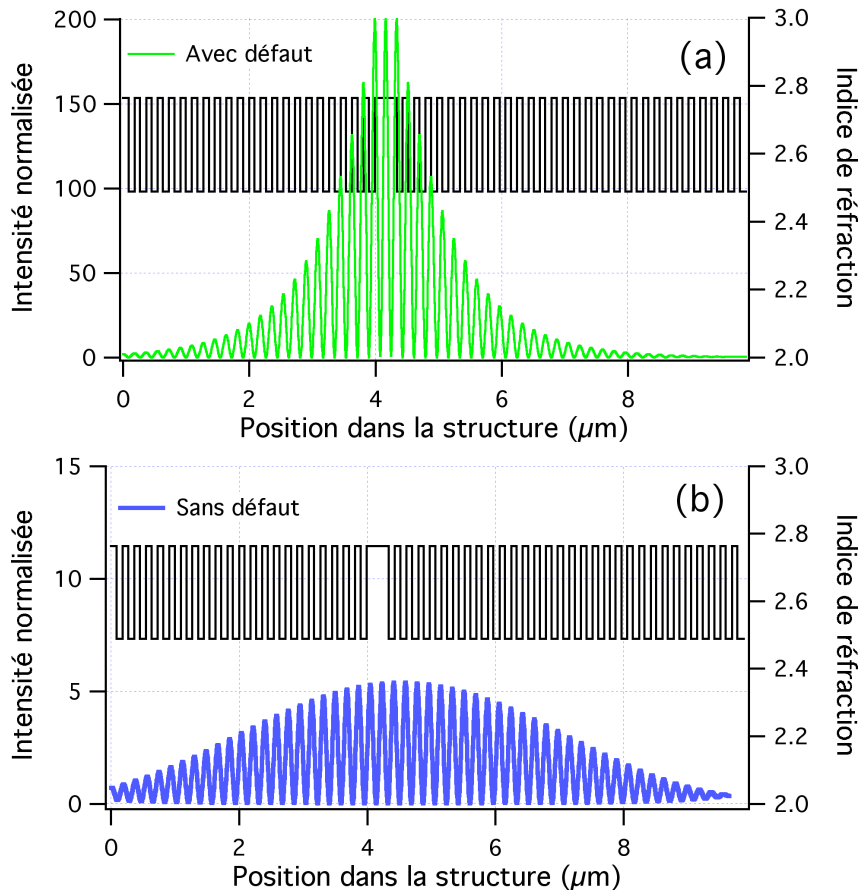


Figure II-15 Répartition du champ dans la structure avec et sans défaut d'épaisseur λ_0

Le champ interne (a) est calculé au creux de la résonance centrale pour la structure comportant le défaut. Le champ interne (b) est calculé au creux du premier bord de bande pour la structure parfaitement périodique. L'indice de réfraction des couches est aussi représenté, on visualise ainsi la structure utilisée et notamment la position du défaut.

Par contre, l'introduction du défaut dans cette structure périodique a créé une structure résonnante supportant un mode localisé. Ce mode ne peut pas se propager à l'intérieur de la structure et on observe bien son confinement au voisinage du défaut, l'intensité du champ décroissant très rapidement de part et d'autre de ce défaut. On note que cette intensité reste néanmoins assez forte sur quelques couches des miroirs entourant le défaut.

II.2.2.2 Influence de la nature et du positionnement du défaut dans la structure

Nous avons souhaité connaître l'influence de la nature haut ou bas indice (CdMnTe, CdMgTe respectivement) et du positionnement du défaut dans la structure, à la fois sur la réflectivité linéaire et les transmittivité et réflectivité non linéaires. Nous avons également

successivement placé un défaut d'épaisseur λ_0 à l'intérieur d'une couche de CdMnTe puis de CdMgTe afin de visualiser une différence de comportement selon le cas où le défaut serait placé ou non dans le milieu de fort indice. La Figure II-16, montre notamment l'évolution de la réflectivité linéaire et des transmittivités et réflectivités conjuguées en phase en fonction de la position du défaut dans la structure pour les deux types de défauts possible (CdMnTe ou CdMgTe).

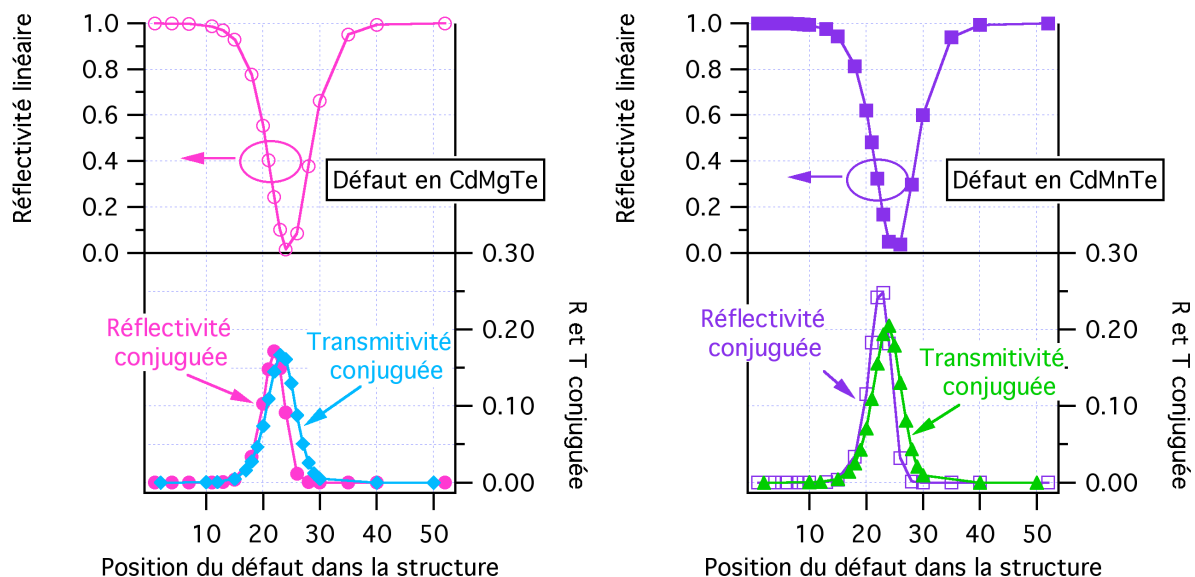


Figure II-16 Réflectivité linéaire et réflectivité et transmittivité conjuguée en phase en fonction de la position du défaut dans la structure

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe

$\lambda_0=950\text{nm}$. Défaut d'épaisseur λ_0 de CdMgTe ou CdMnTe.

Intensité de pompe utilisée : $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$

On constate qu'il existe une position optimale de ce défaut donnant lieu à un maximum de réflectivité conjuguée en phase. Cette position est située, à peu près à la moitié de la structure. Dans ce cas, le défaut est alors entouré, de part et d'autre, par des miroirs présentant des taux de réflectivités optimaux.

On constate également que la plus forte réflectivité conjuguée est obtenue lorsque le défaut est composé d'une couche de CdMnTe, milieu de plus fort indice et ceci malgré le fait que dans ces conditions l'épaisseur du défaut ($\lambda_0/4n_{\text{CdMnTe}}$) soit plus faible. On note que le facteur de localisation obtenu est pratiquement le même dans ces deux types de structure ($f_{\text{CdMgTe}} = 4,18$ et $f_{\text{CdMnTe}} = 4,17$).

La Figure II-17 présente le spectre de réflectivité linéaire (a) et ceux du facteur de localisation et de la réflectivité conjuguée de la structure (b) dans le cas d'un défaut d'épaisseur λ_0 de CdMnTe placé à la 23^{ième} position (position optimale) d'une telle structure.

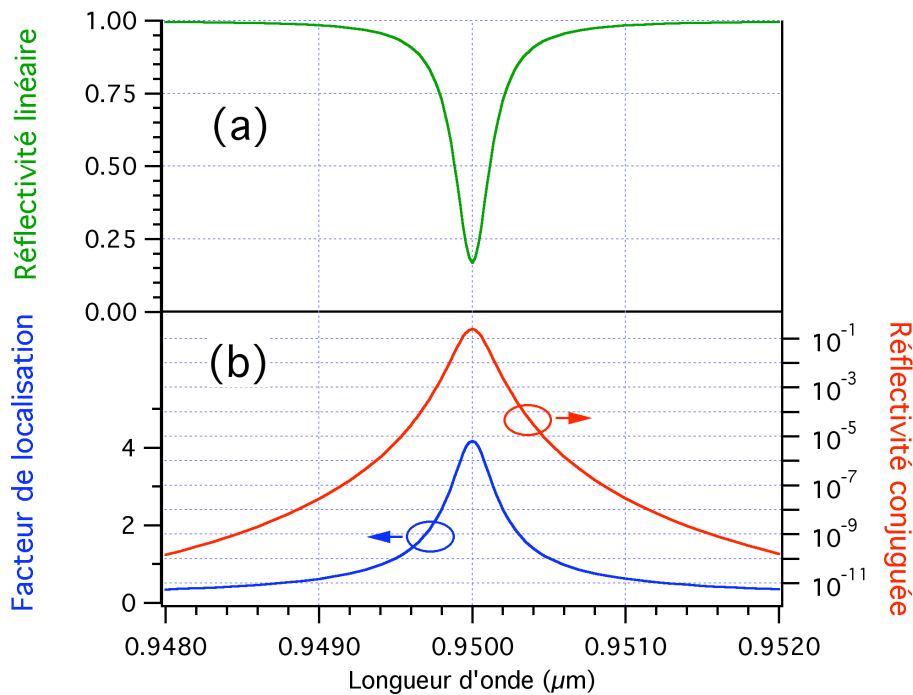


Figure II-17 Réflectivité linéaire et conjuguée et facteur de localisation en fonction de la longueur d'onde

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe
 $\lambda_0=950\text{nm}$. Défaut d'épaisseur λ_0 de CdMnTe placé à la 23^{ième} couche
 Énergie de pompe utilisée : 0.1GW/cm^2

On observe un creux du spectre de réflectivité linéaire de la structure, situé à la longueur d'onde centrale de la structure $\lambda_0=950\text{nm}$. On observe également un pic du facteur de localisation ainsi qu'un pic de réflectivité conjuguée en phase. Ces derniers sont bien, comme attendu, tous deux situés sur cette longueur d'onde centrale, au creux de réflectivité de la structure. On note également que le facteur de localisation obtenu est particulièrement fort pour une structure parfaitement transparente : il est supérieur à 4.

II.2.2.3 Angle d'incidence de la sonde

La Figure II-18 permet d'observer l'évolution de la réflectivité conjuguée en fonction de l'angle d'incidence.

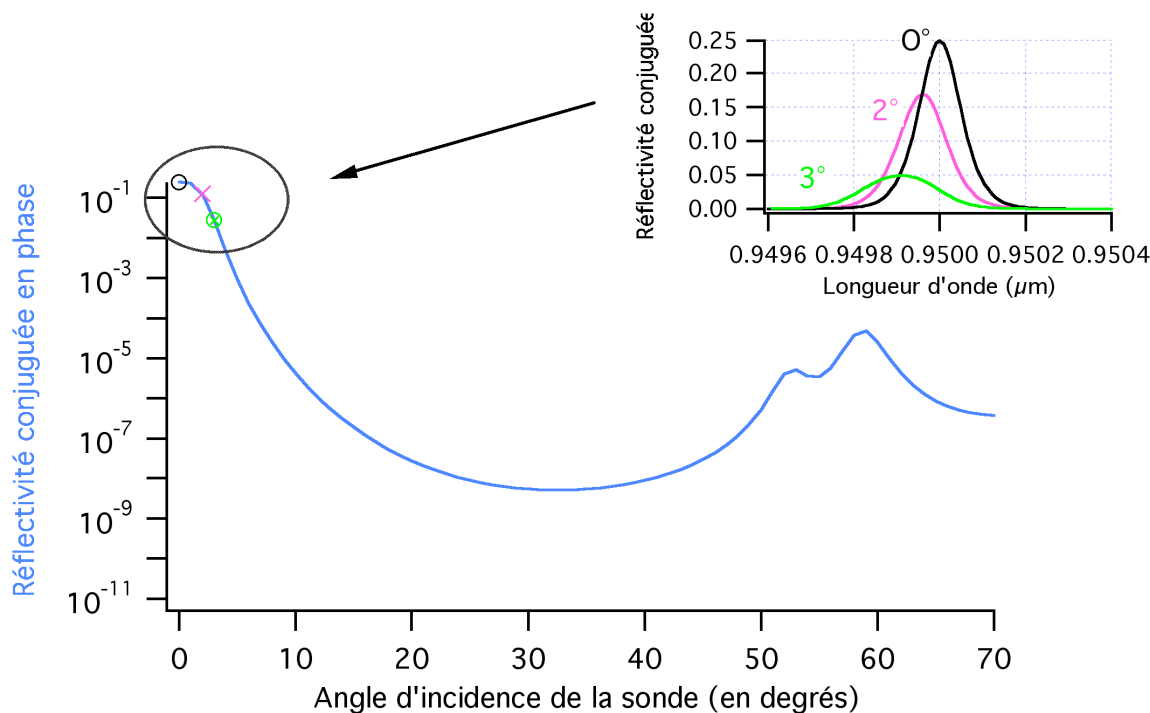


Figure II-18 Réflectivité conjuguée en fonction de l'angle d'incidence de la sonde
Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe
 $\lambda_0=950\text{nm}$. Défaut d'épaisseur λ_0 de CdMnTe placé à la 23^{ième} couche
Énergie de pompe utilisée : $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$

On constate, comme dans le cas des cristaux photoniques sans défaut précédemment étudiés, que le maximum de réflectivité conjuguée est obtenu pour une incidence normale mais qu'une certaine tolérance est possible sur les petits angles, on n'observe notamment pas de forte diminution de la réflectivité pour un angle de 2° .

Comme nous l'avons vu précédemment, la décroissance de la réflectivité conjuguée en phase en fonction de l'angle s'explique par le fait qu'augmenter l'angle d'incidence de la sonde revient à augmenter l'épaisseur de matériau vue par la sonde. Cela entraîne alors, comme on peut le voir sur les encarts de la Figure II-19 représentant les spectres de la pompe et de la sonde pour un angle d'incidence de 32° (a), un décalage du spectre de la sonde correspondant à un décalage du mode résonant de la microcavité. Le spectre de la sonde est donc décalé vers le bleu et n'est plus superposé à celui de la pompe. Ceci génère des facteurs de localisation f_i différents pour les faisceaux pompe et sonde et donc une augmentation plus faible de la non linéarité du troisième ordre.

On observe également sur la Figure II-18 une augmentation de la réflectivité conjuguée à partir du minimum obtenu à 32° jusqu'à atteindre un maximum à 59° . En effet, comme on

peut le voir sur les encarts correspondants de la Figure II-19, pour un angle de 59° (b), le bord de bande du spectre de la sonde coïncide alors pratiquement avec la résonance centrale du spectre de la pompe, favorisant ainsi les effets de localisation. Ceci est bien loin d'être le cas à 32° où chacun des modes de la cavité pour les faisceaux signal et pompe tombe en pleine bande interdite de l'autre mode.

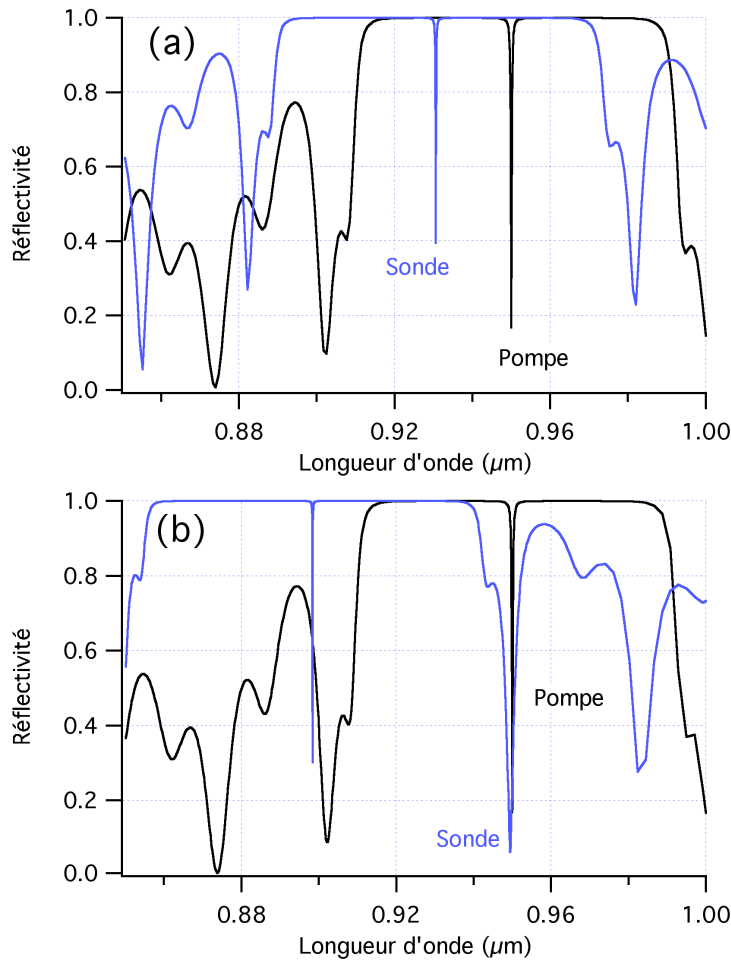


Figure II-19 Spectres de réflectivité de la pompe et de la sonde pour un angle d'incidence de la sonde de 32° (a) et de 59° (b)

*Spectres de réflectivité de la Pompe (trait foncé) et de la Sonde (trait clair)
Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe
 $\lambda_0=950\text{nm}$. Défaut d'épaisseur λ_0 de CdMnTe placé à la 23^{ième} couche
Énergie de pompe utilisée : $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$*

II.2.2.4 Épaisseur du défaut

Nous avons jusqu'à présent utilisé lors de nos modélisations un défaut d'épaisseur λ_0 , il est également intéressant de connaître l'impact de la variation de cette épaisseur sur la réflectivité conjuguée en phase. Pour cela, nous avons modélisé une structure comportant un défaut dont

nous avons fait varier l'épaisseur. Les résultats des modélisations réalisées sont présentés sur la Figure II-20.

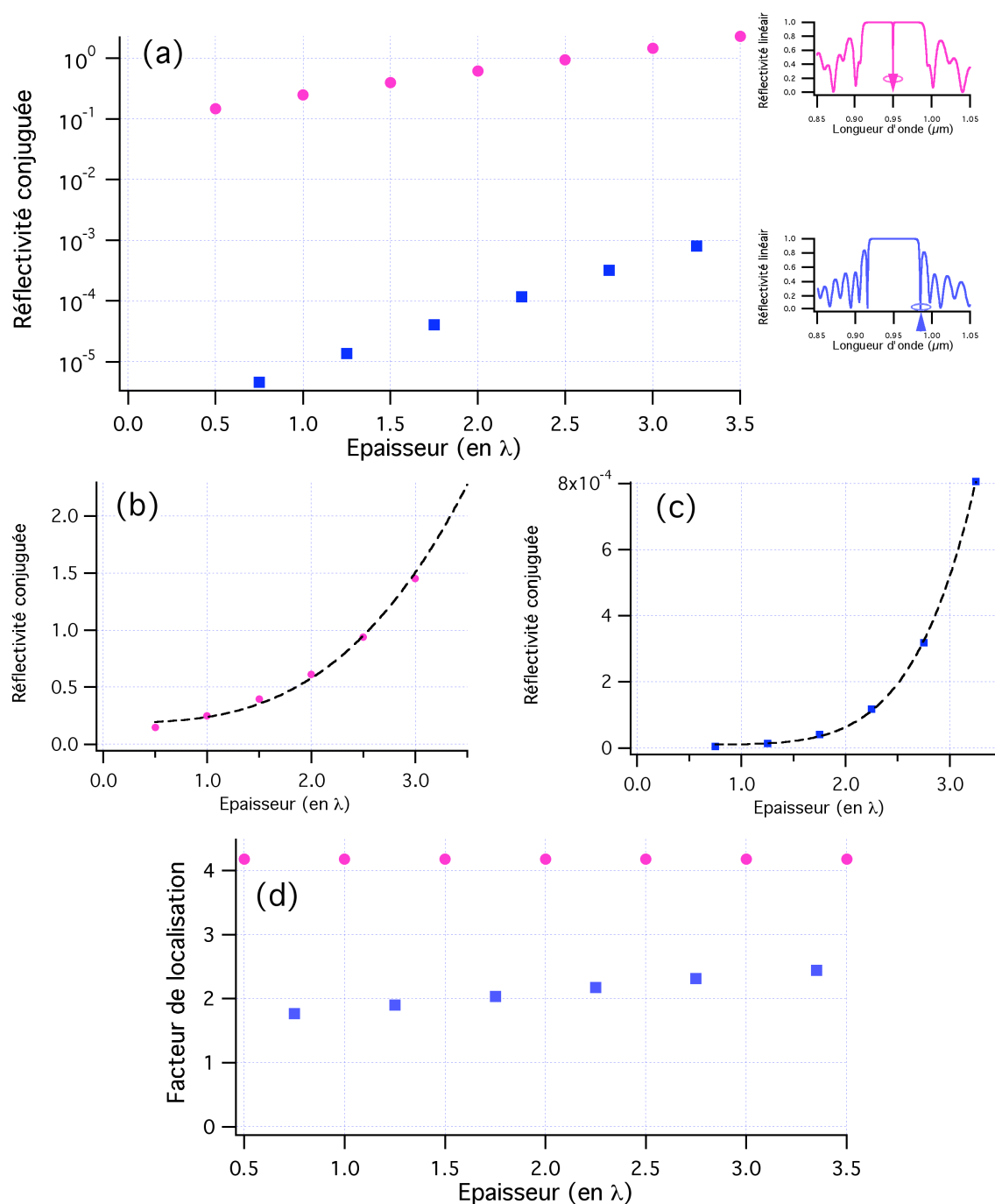


Figure II-20 Pic de réflectivité conjuguée en fonction de l'épaisseur du défaut (en multiple de lambda)

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de CdMnTe placé à la 23^{ième} couche. Énergie de pompe utilisée : $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$. Les *points* désignent les défauts d'épaisseurs proportionnelles à $\lambda/2$, les *carrés* sont celles en multiple de $\lambda/4$.

La Figure II-20 (a) montre l'évolution en échelle logarithmique de la réflectivité conjuguée obtenue en fonction de l'épaisseur du défaut introduit dans la microcavité. Il faut distinguer les cas des épaisseurs proportionnelles à $\lambda/2$ ($e=k\lambda/2$) et celles proportionnelles à $\lambda/4$ et pas à $\lambda/2$ ($e=(2p+1)\lambda/4$). On peut observer, grâce aux deux encarts situés à droite de cette figure (a) et représentant les spectres de réflectivité linéaire des structures étudiées, que, pour le cas des défauts d'épaisseurs proportionnelles à $\lambda/2$, on obtient une cavité résonante, la localisation de la lumière se produit au creux de la résonance centrale. Pour les épaisseurs proportionnelles à $\lambda/4$, on retrouve une localisation en bord de bande interdite comme dans le cas du cristal photonique précédemment étudié. Les Figure II-20 ((b) et (c)) nous montrent alors que, pour les deux types de défauts, l'épaisseur a une importance favorable sur l'efficacité de la réflectivité conjuguée en phase. On constate néanmoins sur la Figure II-20 (d), montrant l'évolution du facteur de champ local en fonction de l'épaisseur du défaut, que cette épaisseur a une influence beaucoup plus forte sur ce facteur de champ local pour les épaisseurs proportionnelles à $\lambda/4$, c'est-à-dire sur le bord de bande. Cette forte exaltation du facteur de champ local en bord de bande interdite favorise alors la réflectivité conjuguée obtenue.

II.2.2.5 Puissance de pompe

Nous avons vu que la réflectivité conjuguée en phase était proportionnelle au carré de la puissance de pompe. On peut le vérifier sur la figure suivante qui montre l'évolution du pic de réflectivité conjuguée en phase en fonction de la puissance de pompe injectée dans la structure.

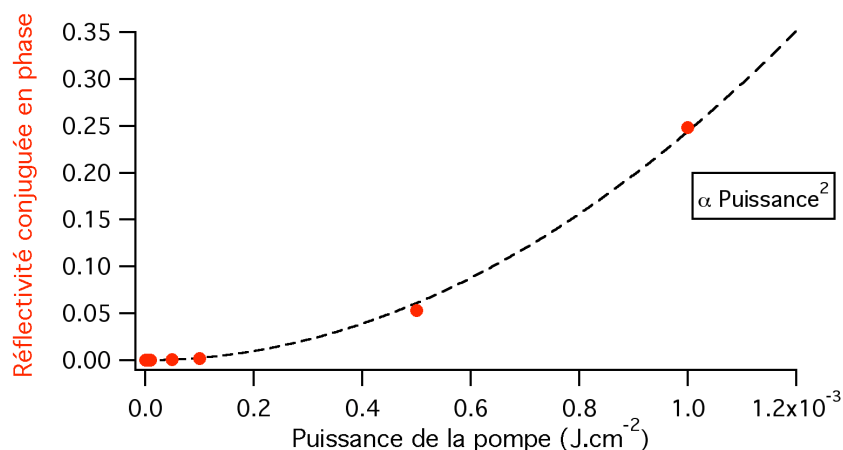


Figure II-21 Evolution du pic de réflectivité conjuguée en phase en fonction de la puissance de pompe

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de CdMnTe placé à la 23^{ième} couche

Cette courbe a été obtenue en introduisant un défaut d'épaisseur λ_0 dans la 23^{ème} paire de couches d'une structure contenant au total 53 paires. On observe bien que le pic de réflectivité conjuguée en phase croît comme le carré de la puissance de pompe injectée dans la structure.

II.2.2.6 Contraste d'indice entre les couches

Nous avons pour l'instant étudié des structures présentant un contraste d'indice assez faible, de l'ordre de 0,5 correspondant typiquement à des couches de CdMnTe/CdMgTe par exemple. Il est néanmoins intéressant d'observer l'impact d'une modification, en fait d'une augmentation, de ce contraste d'indice. La Figure II-22 présente les résultats obtenus.

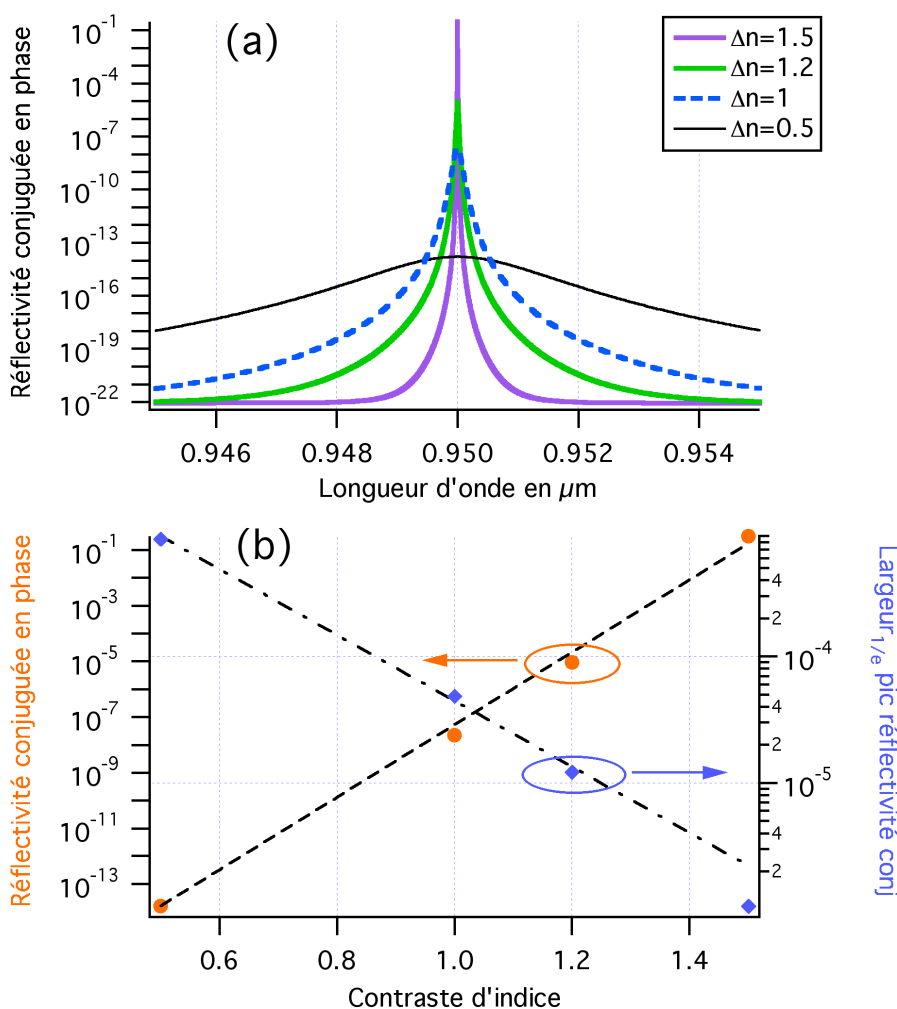


Figure II-22 Réflectivité conjuguée et contraste d'indice

Structure composée de 20 paires de couches $\lambda_0/4$ ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de matériau d'indice $n=3$ placé à la 8^{ème} paire.

(a) Spectre de réflectivité conjuguée pour différents contrastes d'indice

(b) Evolution du pic de réflectivité conjuguée (points) et de la largeur à 1/e de celle-ci en fonction du contraste d'indice (losanges)

Intensité de pompe utilisée : 0.01MW/cm^2 .

Il est en outre important de noter que pour tracer ces courbes et observer l'impact de cette augmentation du contraste d'indice, nous avons volontairement abaissé les performances de notre structure, de manière à toujours rester dans l'approximation paramétrique de faible dépopulation des pompes. Nous avons donc baissé le nombre de couches de chaque côté du défaut (ce dernier se trouve à la 8^{ième} paire de couches (position optimum) pour une structure de 20 paires au total). Nous avons également utilisé une intensité de pompe assez faible de 10^4W.cm^{-2} .

On observe alors sur les Figure II-22 (a) et (b), comme attendu, l'impact fortement bénéfique de l'augmentation du contraste d'indice sur la réflectivité conjuguée en phase. En effet augmenter le contraste d'indice revient à augmenter la réflectivité des miroirs entourant la microcavité, augmentant ainsi les performances de cette dernière. Néanmoins, on constate sur l'encart de la Figure II-22 que l'augmentation du contraste d'indice entraîne une forte réduction de la largeur du pic de réflectivité conjuguée liée à celle de la largeur de la résonance (voir Figure II-23). Les très faibles longueurs spectrales calculées pourraient poser des problèmes pour des applications pratiques.

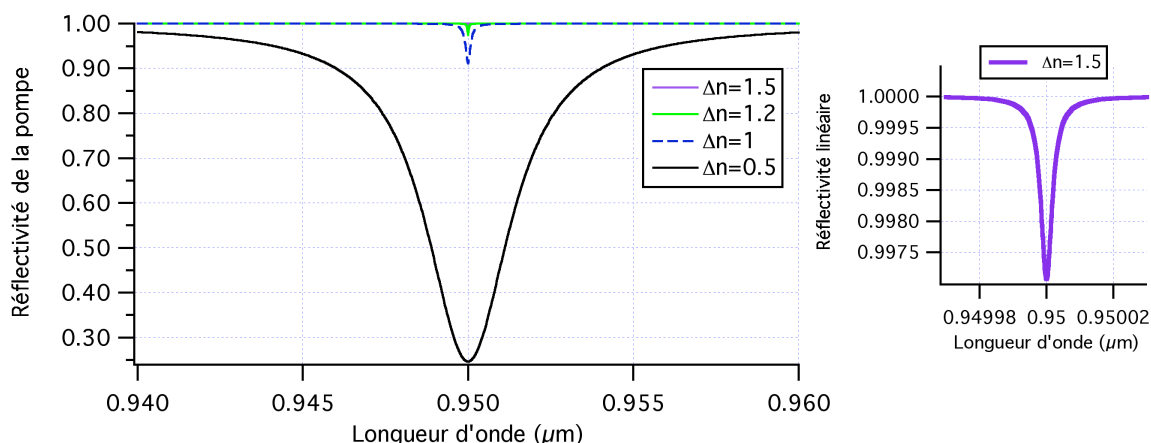


Figure II-23 Spectres de réflectivité de la pompe en fonction du contraste d'indice
Structure composée de 20 paires de couches $\lambda_0/4$ ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de matériau d'indice $n=3$ placé à la 8^{ième} paire. Intensité de pompe utilisée : 0.01MW/cm^2

II.2.2.7 Influence des pertes

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés à une microcavité ne présentant pas de pertes. Néanmoins comme nous l'avons vu précédemment dans le cas des réflecteurs de Bragg simples, ces pertes existent et leur influence sur les différentes caractéristiques et performances de la structure doivent être prises en compte. Nous nous sommes intéressés, comme précédemment, au cas des pertes par diffusion (liées à la rugosité des interfaces) et au

cas des pertes par absorption à l'intérieur des couches elles-mêmes. Le groupement de graphes de la Figure II-24 permet d'observer la tendance des évolutions induites par ces pertes pour des valeurs de ces dernières habituellement rencontrées dans de tels dispositifs.

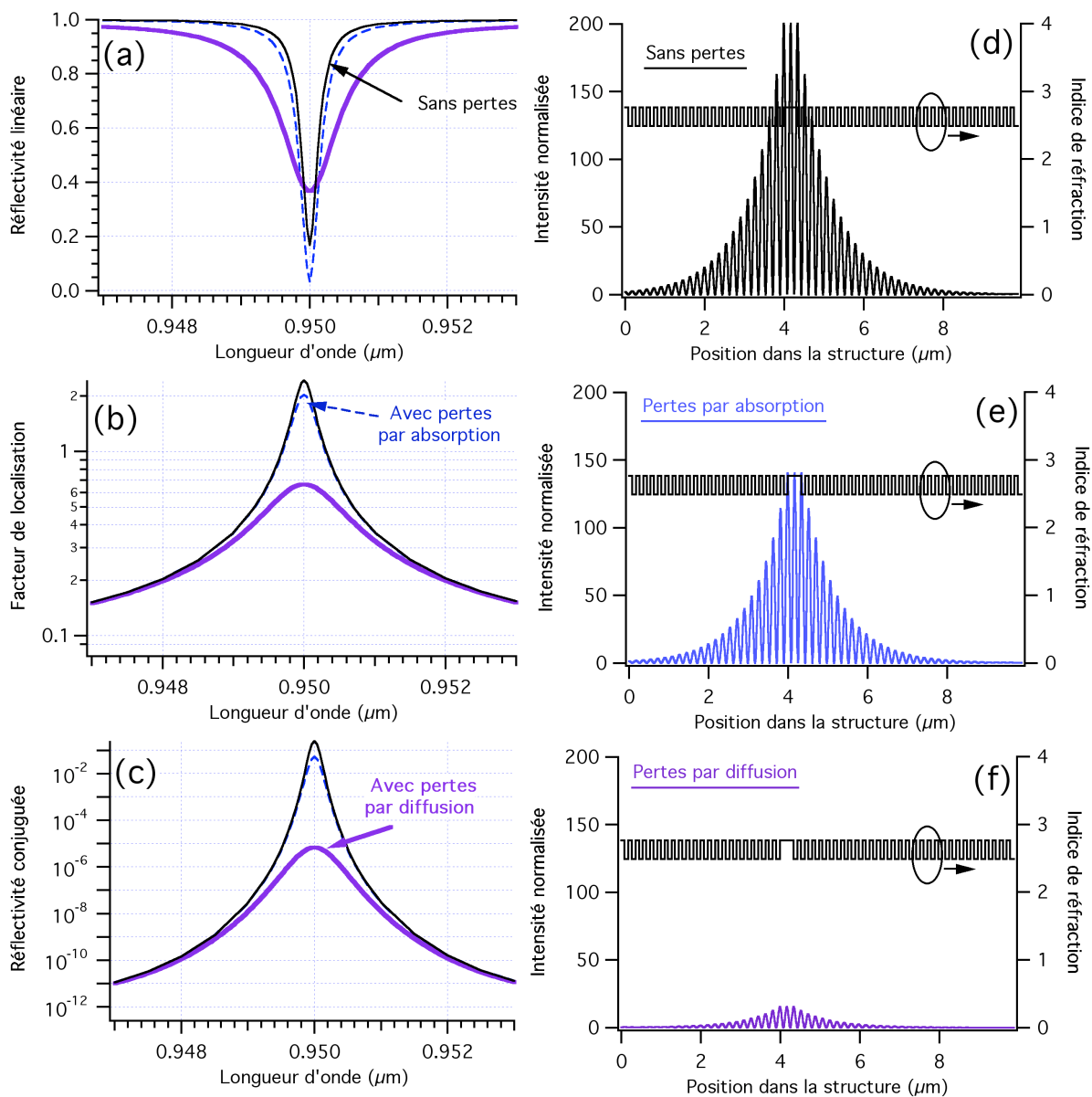


Figure II-24 Influences des pertes par diffusion et par absorption

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de CdMnTe d'épaisseur λ_0 placé à la 23^{ième} couche

Pertes par diffusion aux interfaces : $a=0.07\%$

Pertes par absorption : $\alpha_1=\alpha_2=10\text{cm}^{-1}$

Intensité de pompe utilisée : 0.1GW/cm^2

Les différentes Figure II-24 (a), (b) et (c) présentent respectivement les spectres de réflectivité linéaire, de facteur de localisation et de réflectivité conjuguée en l'absence et en présence de pertes (absorption puis diffusion). On constate ainsi que, dans une telle structure, l'influence

des pertes par absorption sur la réflectivité conjuguée est relativement négligeable. Les Figure II-24 (d), (e) et (f) présentent l'évolution de l'intensité localisée à l'intérieur de la structure pour les différents cas. Néanmoins, concernant les pertes par diffusion, même si elles sont faibles, du fait des nombreux aller-retour effectués dans la structure, on voit bien que leur influence doit être prise en compte. L'intensité du champ local est divisée par un facteur 13 et la réflectivité conjuguée en phase par un facteur $3,6 \cdot 10^4$.

La Figure II-25 montre quant à elle l'influence de ces pertes par diffusion et par absorption sur le comportement en angle de la réflectivité conjuguée en phase.

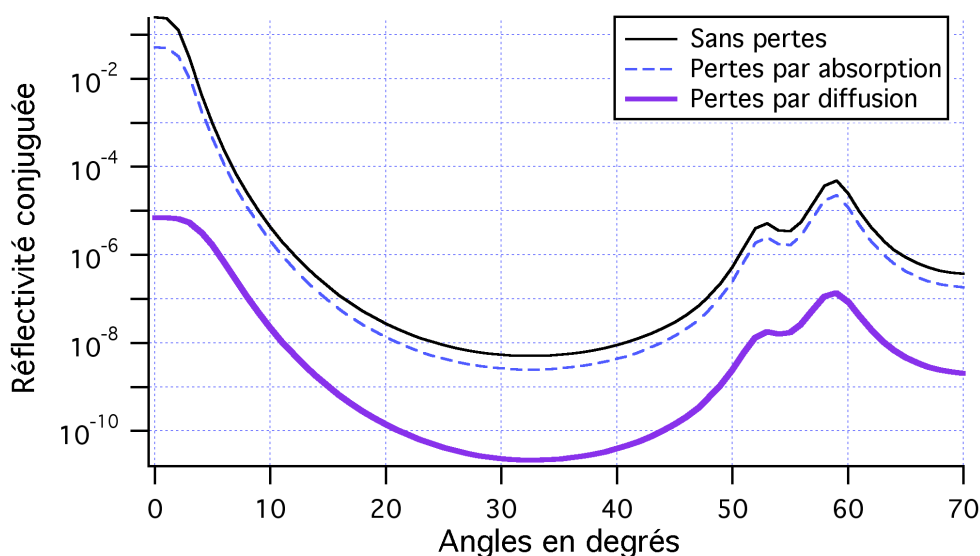


Figure II-25 Réflectivité conjuguée en phase en fonction de l'angle d'incidence de la sonde avec et sans pertes

Structure composée de 53 paires de couches $\lambda_0/4$ de CdMnTe et CdMgTe ($\lambda_0=950\text{nm}$). Défaut de CdMnTe d'épaisseur λ_0 placé à la 23^{ème} couche
 Pertes par diffusion aux interfaces : $a=0.07\%$
 Pertes par absorption : $\alpha_1=\alpha_2=10\text{cm}^{-1}$
 Intensité de pompe utilisée : $0,1\text{GW.cm}^{-2}$

On constate que l'allure du comportement obtenu pour la microcavité est la même que celui que nous avons obtenu dans le cas du cristal photonique sans défaut de périodicité (cf Figure II-12). On peut voir qu'à incidence normale, les pertes par absorption entraînent une diminution de la réflectivité conjuguée d'un facteur 5. Par contre, lorsque la sonde atteint l'échantillon en incidence normale, la présence de pertes par diffusion entraîne une chute de réflectivité de l'ordre de quatre ordres de grandeur, contre deux pour le cas du cristal photonique sans défaut. Cette influence des pertes par diffusion est également moins importante (deux ordres de grandeur) pour le deuxième pic mais néanmoins double par rapport au cas du cristal photonique sans défaut.

II.2.3 Mélange à quatre ondes dans des microcavités couplées

Nous venons d'étudier le cas d'un défaut placé à l'intérieur d'un cristal photonique, formant ainsi une structure à microcavité. Nous nous sommes ensuite intéressés au cas des microcavités couplées, c'est-à-dire au cas où deux défauts de périodicité, proches l'un de l'autre, sont introduits à l'intérieur de la structure. Chacune des microcavités est constituée d'un défaut d'épaisseur L_1 et L_2 respectivement. La différence d'épaisseurs de ces défauts permet de définir le désaccord d entre les deux microcavités :

$$\delta = \frac{L_1 - L_2}{L_2} \quad (\text{II.29})$$

Dans notre étude, nous garderons L_2 constante et nous nous intéresserons au comportement de la structure lorsque L_1 varie. Lorsque les longueurs des deux microcavités sont égales, le désaccord δ est nul. Ces microcavités doivent être placées suffisamment proches l'une de l'autre pour que les parties évanescentes de leurs modes se recouvrent afin qu'ils puissent interagir et se coupler l'un à l'autre.

II.2.3.1 Désaccord et incidence nuls

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps au cas d'une structure à microcavités de désaccord nul. D'autre part, l'angle d'incidence de la sonde par rapport à la pompe est nul également.

La Figure II-26 montre tout d'abord une représentation de la structure utilisée, on voit notamment les défauts insérés dans la structure. Cette figure montre également les spectres de réflectivité linéaire et conjuguée obtenus pour ce désaccord nul. On observe l'apparition de deux résonances décalées de la même quantité, en valeur absolue, de part et d'autre de la longueur d'onde centrale λ_0 caractéristique de chacun des défauts. C'est le couplage des cavités qui lève la dégénérescence des deux modes correspondants à chacun de ces défauts. On observe également au creux de chacune de ces deux résonances l'apparition de pics de réflectivité conjuguée. La légère différence de hauteur des deux pics est à mettre en relation avec la variation de l'efficacité du milieu équivalent.

Les encarts représentant l'intensité du champ interne à la structure pour des longueur d'onde correspondant aux résonances A et B montrent bien la localisation de la lumière à l'intérieur de chaque défaut. Comme on doit s'y attendre dans ce cas de désaccord nul, le champ est également reporté dans les deux défauts pour chacune des résonances A et B.

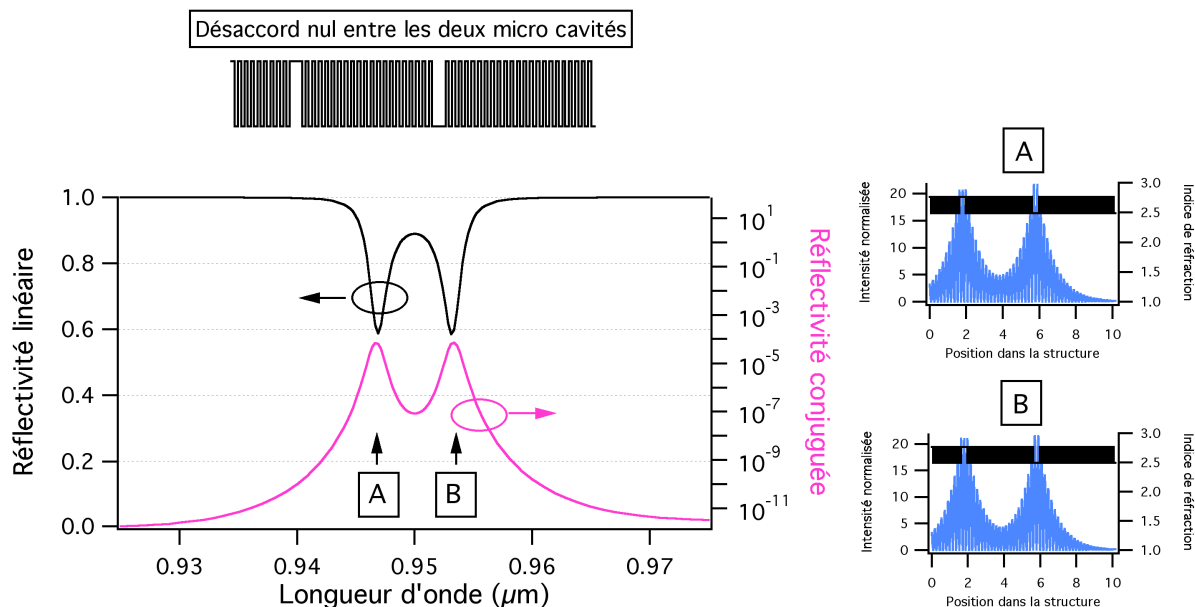


Figure II-26 Spectres de réflectivité linéaire et conjuguée pour un désaccord nul

Structure composée de 53 paires de couches. Désaccord δ entre les deux microcavités nul. Intensité de pompe utilisée : $0,1 \text{ GW.cm}^{-2}$. $\lambda_0 = 0,95 \mu\text{m}$
 La structure comporte : un défaut d'épaisseur λ_0 composé du matériau n_1 (CdMnTe) situé à la $10^{\text{ième}}$ paire et un défaut d'épaisseur λ_0 composé du matériau n_2 (CdMgTe) situé à la $30^{\text{ième}}$ paire

II.2.3.2 Influence du désaccord

Nous souhaitons connaître l'influence du désaccord sur les caractéristiques de la structure. Nous avons ainsi fait varier l'épaisseur de la première microcavité afin d'étudier l'influence du désaccord δ sur les caractéristiques de la structure. La Figure II-27 montre l'évolution de la position, normalisée à la longueur d'onde centrale λ_0 , des résonances en fonction du désaccord δ entre les deux microcavités. On observe un anticroisement de la branche haute et de la branche basse, caractéristique du couplage fort. Les deux asymptotes correspondent aux cas de deux microcavités isolées dont on fait varier (trait mixte) ou non (pointillés) l'épaisseur. Les encarts représentent également les spectres de réflectivité linéaire et conjuguée pour quelques désaccords typiques. On voit ainsi bien que le désaccord influe sur la position et la profondeur des résonances.

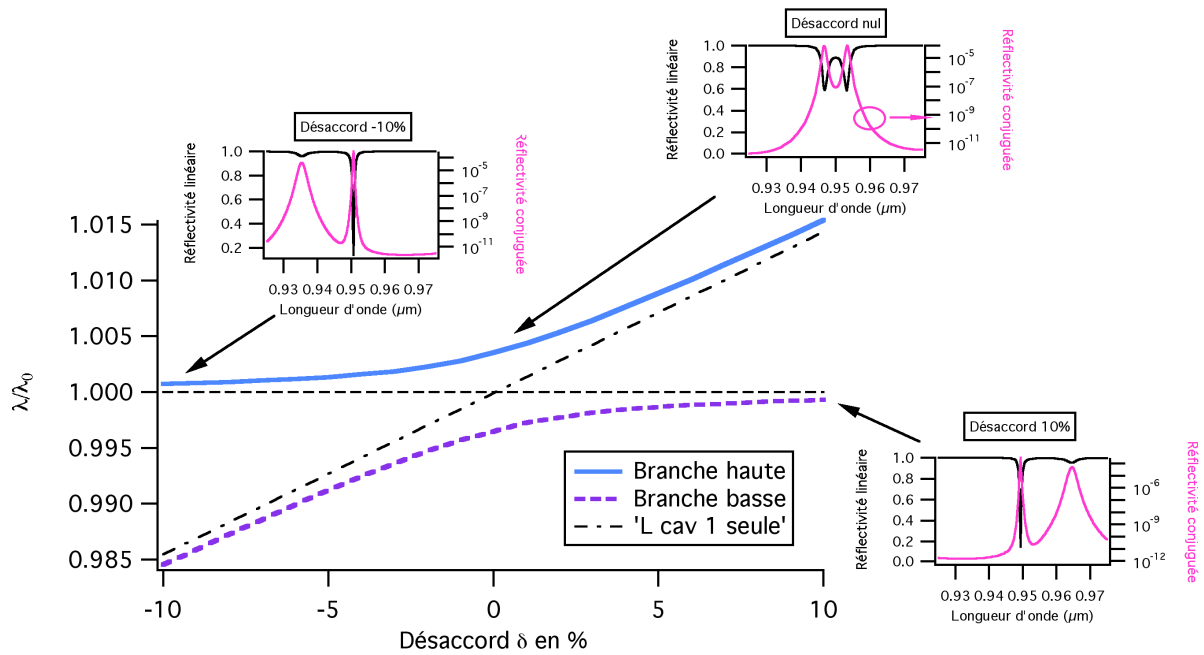


Figure II-27 Génération du faisceau conjugué en fonction du désaccord
Structure composée de 53 paires de couches. Le premier défaut est d'épaisseur variable, composé du matériau n_1 et situé à la 10^{ième} paire, le second est d'épaisseur λ_0 , composé du matériau n_2 et situé à la 30^{ième} paire
Les rapports des longueurs d'onde du pic 'haut' (trait continu) et du pic 'bas' (traits pointillés) avec la longueur d'onde centrale sont représentés.
Les spectres des réflectivités linéaires et conjuguées de trois cas particuliers sont aussi représentés. (Intensité de pompe utilisée : $0,1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$)

On a également tracé sur la Figure II-28 la répartition du champ à l'intérieur de la structure. Cette dernière permet de bien visualiser pour les trois désaccords typiques, la localisation de la lumière au creux des résonances (hautes et basses). Ainsi, pour deux cavités accordées, le champ est également réparti dans les deux défauts. Par contre, pour des cavités désaccordées, le champ est préférentiellement dans la cavité d'épaisseur λ_0 : c'est celle qui permet des interférences constructives maximales.

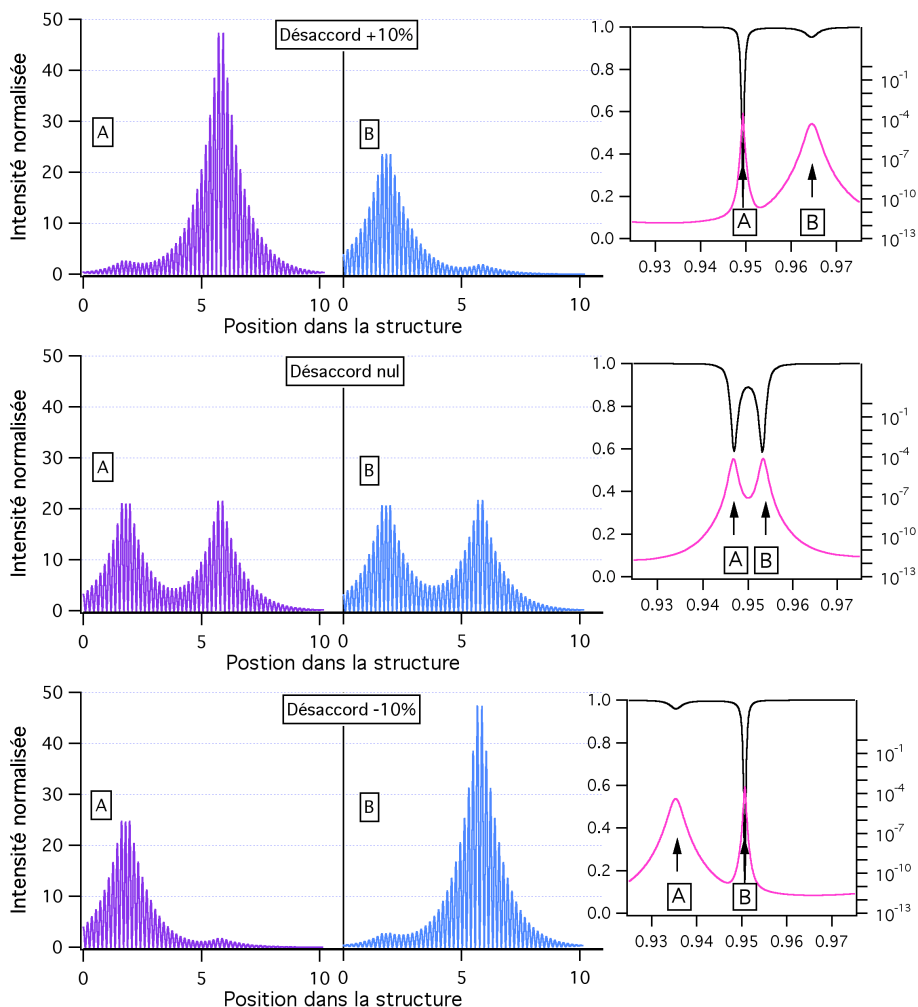


Figure II-28 Influence du désaccord sur la répartition du champ dans la structure

D'autre part, la Figure II-29 permet de visualiser l'évolution de la réflectivité linéaire à la fréquence du défaut en fonction du désaccord δ . On observe pour chaque branche, haute ou basse, une valeur du désaccord pour laquelle la réflectivité linéaire passe par un minimum.

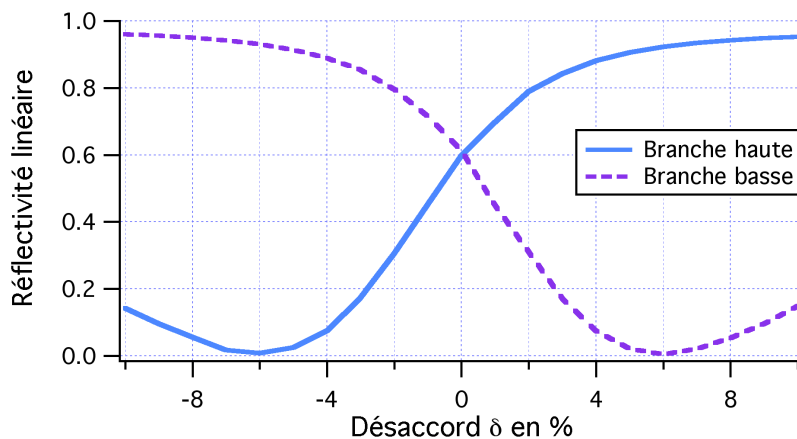


Figure II-29 Réflectivité linéaire des pics en fonction du désaccord
Structure utilisée identique à celle de la Figure II-27

Cette valeur du désaccord pour laquelle la réflectivité linéaire est minimale correspond à une valeur maximale de la réflectivité conjuguée en phase comme on peut le voir sur la Figure II-30.

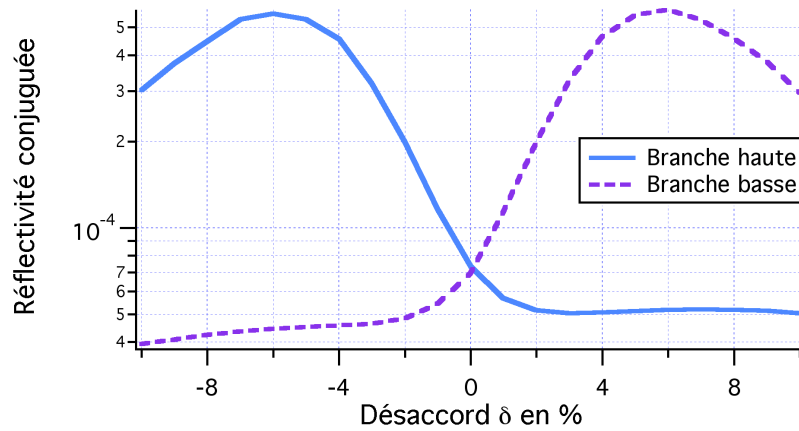


Figure II-30 Réflectivités conjuguées obtenues dans chacun des deux pics en fonction du désaccord
(Structure utilisée identique à celle de la Figure II-27)

Nous avons établi un facteur de mérite \mathcal{F} pour cette structure, produit de la valeur crête de la réflectivité conjuguée et de la largeur spectrale à $1/e$, tel que : $\mathcal{F} = Rc_{MAX} * \Delta\lambda$. Les résultats obtenus pour les deux branches sont présentés sur la Figure II-31.

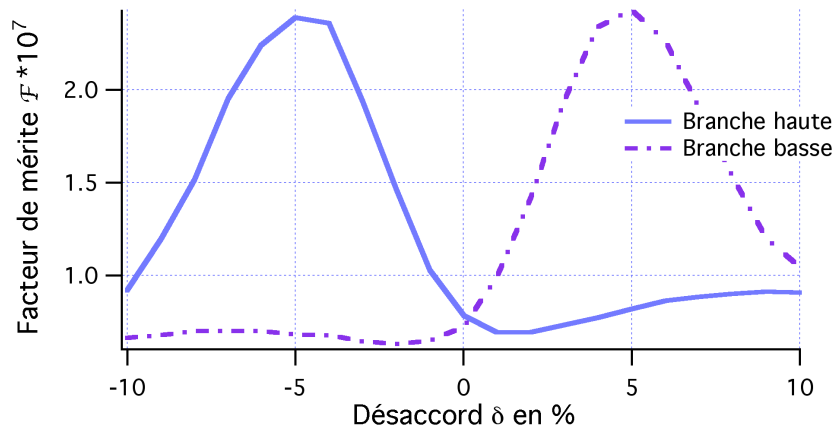


Figure II-31 Facteur de mérite obtenu pour chacun des deux pics en fonction du désaccord
(Structure utilisée identique à celle de la Figure II-27)

On voit alors bien qu'en désaccordant une cavité, on favorise une des résonances et ainsi on localise la lumière principalement dans une des deux microcavités, améliorant ainsi les performances de la structure, on tend en fait vers un régime microcavité non parfaitement

accordée. Ainsi, la baisse de la réflectivité conjuguée aux faibles désaccords résulte de la dilution du champ dans les deux défauts ; celle prédite aux forts désaccords provient quant à elle de la désadaptation de la cavité à sa fréquence propre.

II.2.3.3 Désaccord optimal

Les résultats précédemment obtenus ont permis de déterminer un désaccord optimal à $\delta=6\%$. La Figure II-32 montre les spectres de réflectivité linéaire et conjuguée en phase dans le cas du désaccord nul ($\delta=0$) et dans celui de ce désaccord optimal ($\delta=6\%$). On observe bien une résonance plus profonde de la réflectivité linéaire pour le désaccord optimal que pour le désaccord nul, favorisant ainsi la réflectivité conjuguée obtenue.

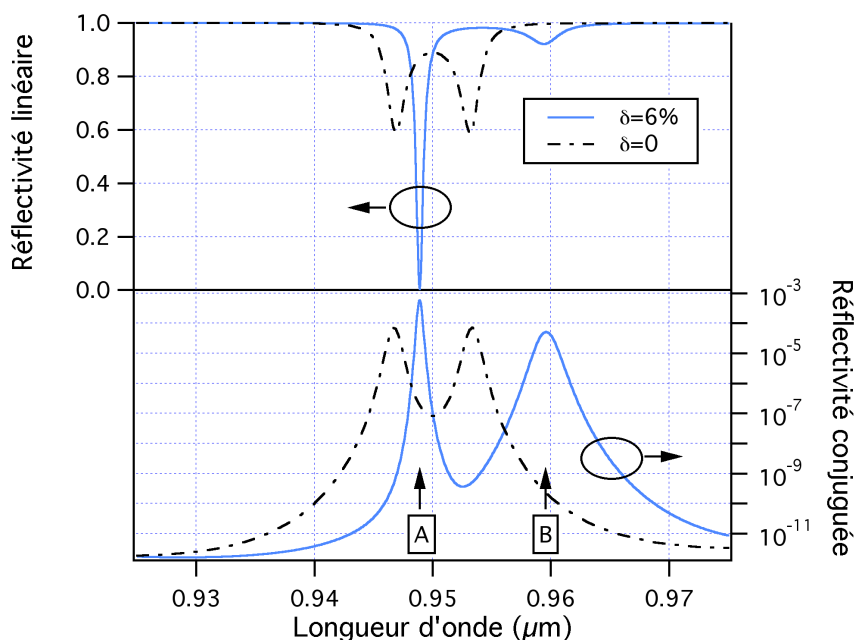


Figure II-32 Spectres de réflectivité linéaire et conjuguée au désaccord optimal
Structure composée de 53 paires de couches. (Intensité de pompe utilisée : $0,1\text{GW.cm}^{-2}$). Le 1^{er} défaut est d'épaisseur désaccordée de 6%, composé du matériau n_1 et situé à la 10^{ème} paire, le 2nd est d'épaisseur λ_0 , composé du matériau n_2 et situé à la 30^{ème} paire

La Figure II-33 présente les répartitions du champ correspondantes. On observe alors la localisation du champ à l'intérieur de la microcavité, avec une prépondérance de l'intensité dans le défaut d'épaisseur λ_0 .

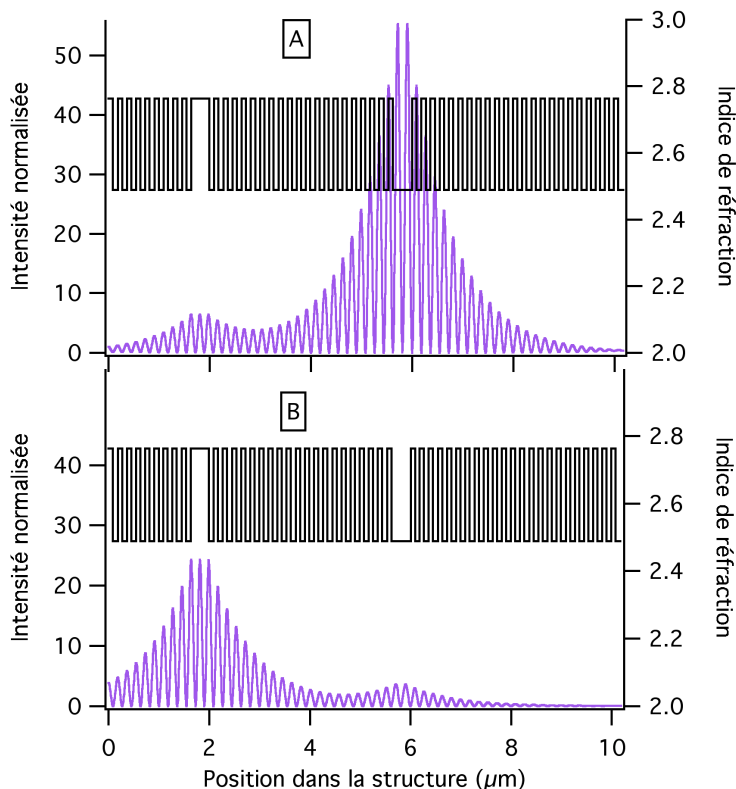


Figure II-33 Répartition du champ à l'intérieur de la structure pour chacune des deux longueurs d'onde de résonance au désaccord optimal $\delta = 6\%$
(Structure utilisée identique à la Figure II-32)

On peut alors également tracer l'évolution en fonction de la longueur d'onde du facteur de champ local (voir Figure II-34). On observe bien entendu l'augmentation de ce dernier à la longueur d'onde de résonance lorsque l'on désaccorde judicieusement l'une des deux cavités.

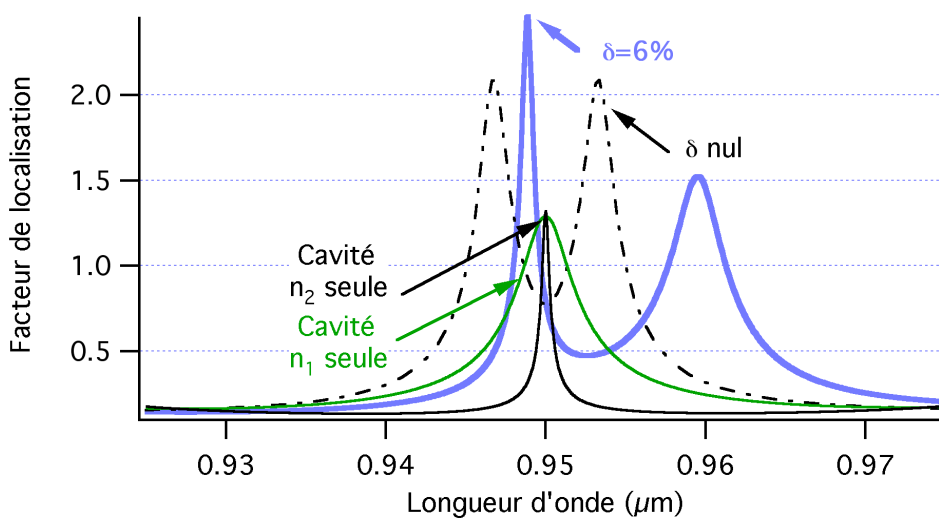


Figure II-34 Evolution du facteur de champ local en fonction de la longueur d'onde
(Structure utilisée identique à celle de la Figure II-32)

II.2.3.4 Influence de l'angle de la sonde

En nous plaçant dans la condition précédemment étudiée du désaccord optimal, ie $\delta=6\%$, nous avons étudié l'influence de l'angle de la sonde sur l'efficacité de la réflectivité conjuguée en phase. La Figure II-35 présente l'évolution de la réflectivité conjuguée en phase en fonction de l'angle d'incidence de la sonde pour chacune des résonances (haute et basse) pour un désaccord nul et le désaccord optimal $\delta=6\%$. On constate qu'à incidence nulle, le désaccord $\delta=6\%$ est optimal si on se place dans la résonance basse longueur d'onde.

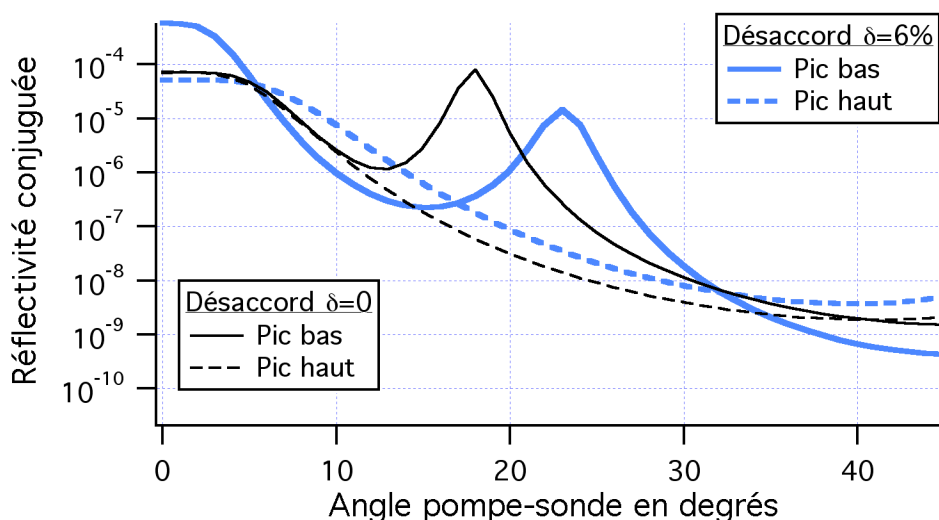


Figure II-35 Influence de l'angle entre la pompe et la sonde sur la réflectivité conjuguée en phase pour un désaccord nul et un désaccord de 6%

Cependant, lorsque l'angle d'incidence de la sonde augmente, pour chacun des deux désaccords, on obtient un second pic de réflectivité conjuguée pour la résonance basse longueur d'onde. Il se trouve que ce second pic n'est pas situé au même angle d'incidence selon le désaccord et qu'il est plus efficace pour le désaccord nul, où l'on retrouve la même efficacité qu'à une incidence nulle de la sonde (Cette valeur reste toutefois inférieure à celle obtenue en incidence normale pour des défauts présentant un désaccord optimal).

Pour expliquer ce résultat surprenant au vu des résultats obtenus pour le cristal photonique parfait et la microcavité, nous avons tracé sur la Figure II-36 l'évolution des longueurs d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence pour les spectres de réflectivité linéaire de la sonde, la pompe étant quant à elle toujours placée en incidence normale.

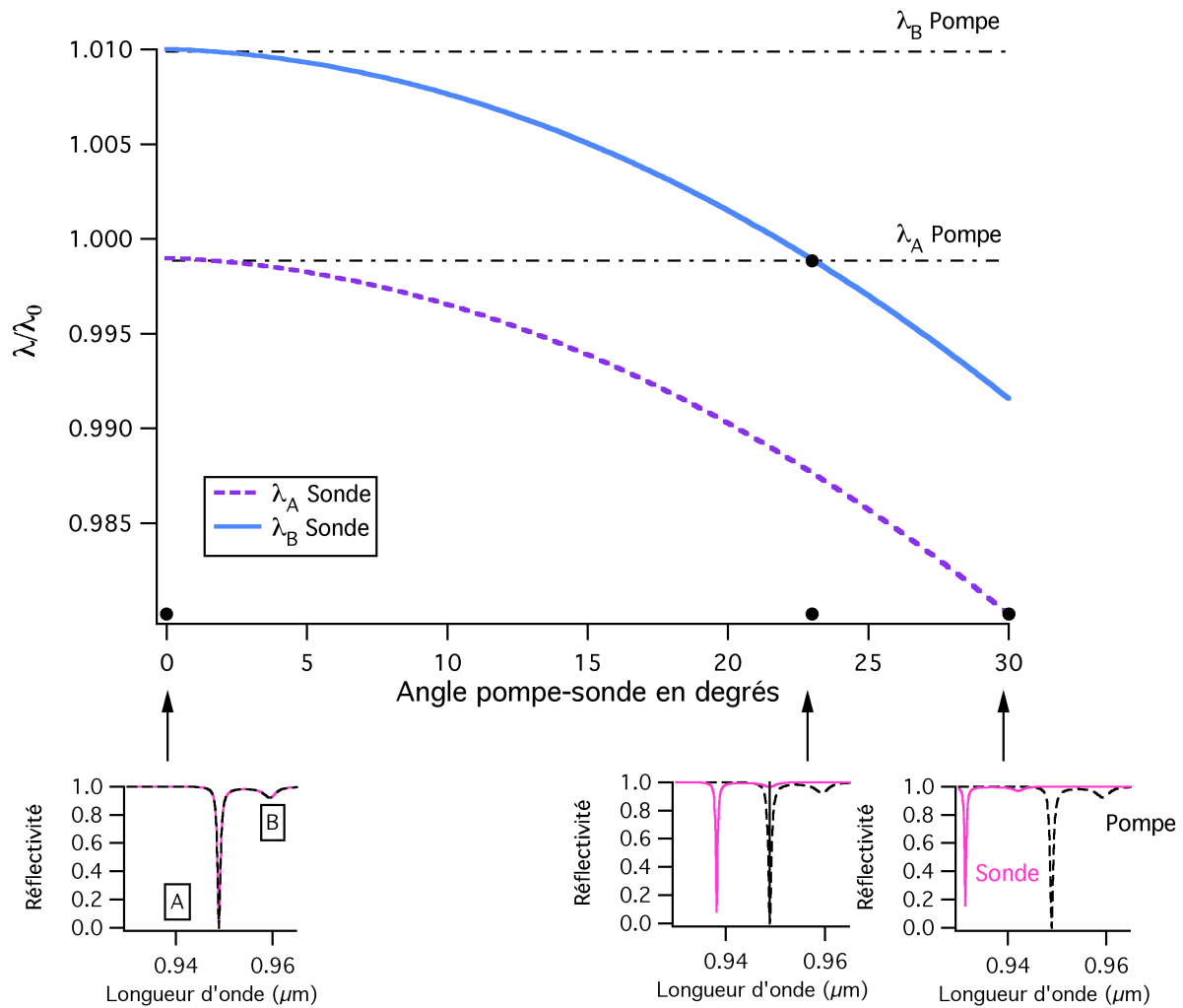


Figure II-36 Positions des résonances pompe-sonde en fonction de l'angle d'incidence pour le désaccord optimal $\delta=6\%$

Nous avons déjà vu que pour obtenir une exaltation des non-linéarités, une localisation simultanée des faisceaux pompe et sonde était nécessaire. On voit bien sur la Figure II-36 que cette localisation simultanée peut être réalisée pour deux angles différents, tout d'abord à incidence nulle mais aussi pour un angle de 23 degrés. En effet pour un angle d'incidence de 23 degrés, on obtient une superposition de la résonance basse longueur d'onde de la pompe et de la résonance haute longueur d'onde de la sonde.

Nous avons vu sur la Figure II-35 que l'efficacité de la conjugaison de phase pour le second pic angulaire était meilleure pour un désaccord nul que pour un désaccord de 6%. Ceci peut être vérifié sur la Figure II-37. En effet, lorsqu'on augmente le désaccord, l'efficacité du deuxième pic diminue. Ceci s'explique par le fait que contrairement au cas $\delta=0$, un désaccord non nul entraîne un champ préférentiellement localisé dans l'une ou l'autre des deux microcavités. Le deuxième pic étant dû à la superposition des résonances basse longueur

d'onde de la pompe et haute longueur d'onde de la sonde, on superpose ainsi un champ principalement localisé dans la cavité arrière avec un champ principalement localisé dans la cavité avant, ce qui résulte en une diminution de l'efficacité du mélange à quatre ondes.

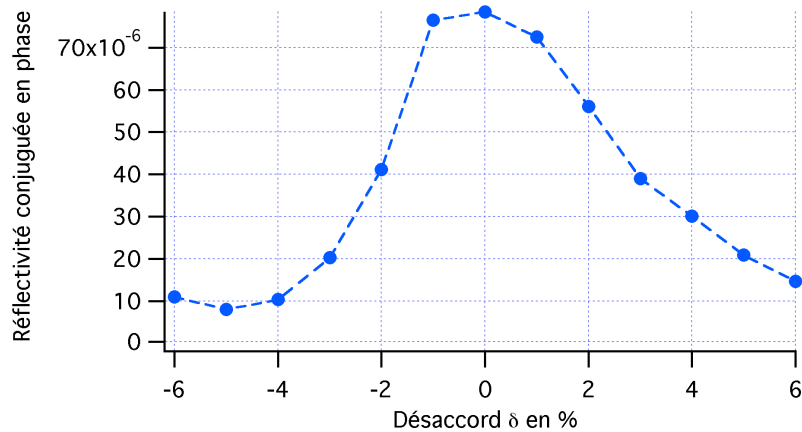


Figure II-37 Amplitude du 2^{ème} pic de réflectivité linéaire

L'étude de cette structure à microcavités couplées permet essentiellement de montrer son intérêt pratique lorsque de forts angles d'incidence entre la pompe et la sonde sont nécessaires. En effet, une microcavité simple à incidence normale présente une efficacité supérieure, néanmoins en pratique, il peut être intéressant ou nécessaire d'imposer un angle important entre la pompe et la sonde et l'utilisation d'une structure à microcavités couplées peut alors se révéler judicieuse.

II.2.3.5 Influence des pertes

De la même façon que précédemment, nous avons étudié l'influence des pertes par diffusion et par absorption sur l'efficacité non linéaire de la structure. Nous avons successivement étudié le cas d'un désaccord nul puis celui du désaccord optimal. La Figure II-38 montre l'évolution des spectres de réflectivité conjuguée lors de la prise en compte successivement des pertes par diffusion ($a = 0,07\%$) et par absorption ($\alpha_0 = 10\text{cm}^{-1}$) pour un désaccord nul et au désaccord optimal.

On constate que contrairement aux pertes par absorption pour lesquelles il n'y a pratiquement pas de différence avec le cas sans pertes, les pertes par diffusion jouent un rôle important dans l'évaluation de la réflectivité conjuguée. En effet on observe, dans le cas du désaccord nul, une chute de réflectivité d'un facteur 10 à la résonance. En ce qui concerne le désaccord de 6%, on observe tout d'abord à la résonance une chute d'un facteur 280 environ de la

réflectivité conjuguée, cette dernière devenant même inférieure à celle obtenue avec les mêmes pertes au désaccord nul. La résonance basse devient même inférieure à la résonance haute. On confirme donc qu'une meilleure localisation augmente l'efficacité des pertes, au point de modifier le choix de la configuration pour un dispositif.

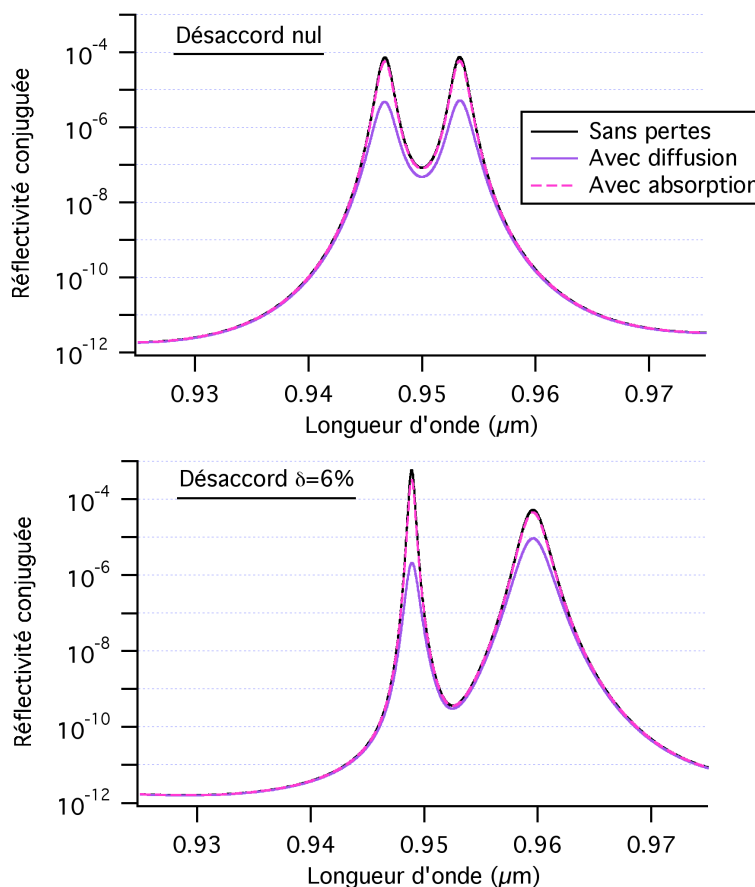


Figure II-38 Spectres de réflectivité conjuguée en phase en l'absence de pertes, en présence de pertes par absorption puis de pertes par diffusion pour un désaccord nul et au désaccord optimal

D'autre part, la Figure II-39 présente l'évolution de la réflectivité conjuguée en fonction de l'angle d'incidence pour les différentes pertes possibles pour un désaccord nul et au désaccord optimal. On constate que l'influence des pertes sur la réflectivité conjuguée est beaucoup plus importante au désaccord optimal que pour un désaccord nul, le cas de ce dernier devenant

même favorable pour un dispositif. Tout ceci confirme qu'il sera essentiel de bien prendre en compte tous les éléments avant de choisir une configuration pour un dispositif.

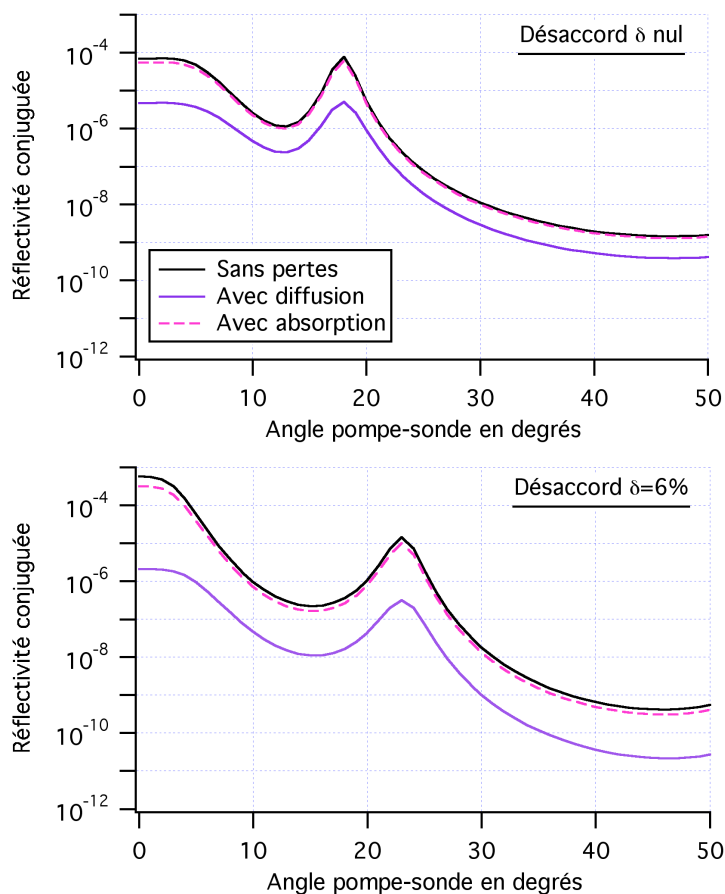


Figure II-39 Réflectivité conjuguée en phase en fonction de l'angle d'incidence de la sonde en l'absence de pertes, en présence de pertes par absorption puis de pertes par diffusion pour un désaccord nul et au désaccord optimal (à la résonance)

II.3 Étude théorique comparative des différentes structures

Nous venons d'étudier les performances de diverses structures photoniques. Il serait intéressant de pouvoir les comparer. Ceci n'est pas forcément aisé justement de part leurs configurations différentes. Nous tentons tout de même d'établir au sein de ce paragraphe une comparaison des différentes structures analysées au cours de ce chapitre. Il est important de noter que, dans un soucis de comparaison objective, nous avons considéré des épaisseurs totales de structures identiques. Lorsque, notamment, l'insertion de défauts aurait modifié l'épaisseur totale nous avons réduit le nombre de couches afin de ne pas améliorer la réflectivité conjuguée par une augmentation de l'épaisseur. La première structure étudiée est le cas d'un cristal photonique seul, sans miroir de Bragg arrière (50 paires $\lambda/4$ avec $\lambda=0,95\mu\text{m}$). L'épaisseur totale de ce dernier sera la référence pour les structures suivantes. Nous avons ensuite étudié les cas d'un cristal photonique déposé sur un miroir de Bragg arrière. Nous présentons alors les résultats obtenus pour un cristal photonique composé de 29 paires et 39 paires déposés respectivement sur des miroirs de Bragg comportant 20 et 10 paires. Enfin comparons à ces dispositifs le cas d'une structure à microcavité (49 paires dont un défaut $\lambda/2$ situé à la 20^{ième} paire) puis celui d'une structure comportant deux microcavités couplées (47 paires dont 2 défauts, 1 défaut λ et l'autre désaccordé de 26%).

II.3.1 Étude comparative en l'absence de pertes par diffusion

Nous nous sommes tout d'abord placés dans le cas d'une comparaison des différentes structures en l'absence de pertes par diffusion. La Figure II-40 permet de comparer les spectres de réflectivité linéaire, facteur de champ local et réflectivité conjuguée de chaque structure pour une épaisseur totale équivalente.

On constate, grâce au tableau présentant l'évolution du facteur de mérite \mathcal{F} , défini par $\mathcal{F} = R_c * \Delta\lambda_{nm}$, pour les différentes structures étudiées, que la meilleure configuration possible semble être l'utilisation d'une seule microcavité dont le défaut est placé de façon adéquate. La très fine résonance au sein du spectre de réflectivité linéaire correspond à un très grand facteur de localisation et à une forte réflectivité conjuguée. Il faut cependant bien considérer le fait que plus la résonance sera fine et plus il sera difficile d'exploiter en pratique les propriétés d'une telle structure. Le facteur de mérite de la structure à microcavités couplées est particulièrement élevé mais néanmoins environ trois fois moins efficace que la microcavité simple. Viennent ensuite les cas des structures à cristal photoniques déposées sur un miroir de Bragg arrière. On constate bien l'importance d'utiliser un miroir de Bragg arrière

très efficace (ici 20 paires au lieu de 10) afin de favoriser la pompe arrière et donc l'efficacité du processus non linéaire. On constate d'autre part, comme attendu, que l'absence de ce miroir arrière est très défavorable pour une structure à cristal photonique seule et que le cas le moins efficace est bien sûr celui du dispositif 'massif' comportant uniquement une paire de couches épaisses déposées sur un miroir de Bragg arrière.

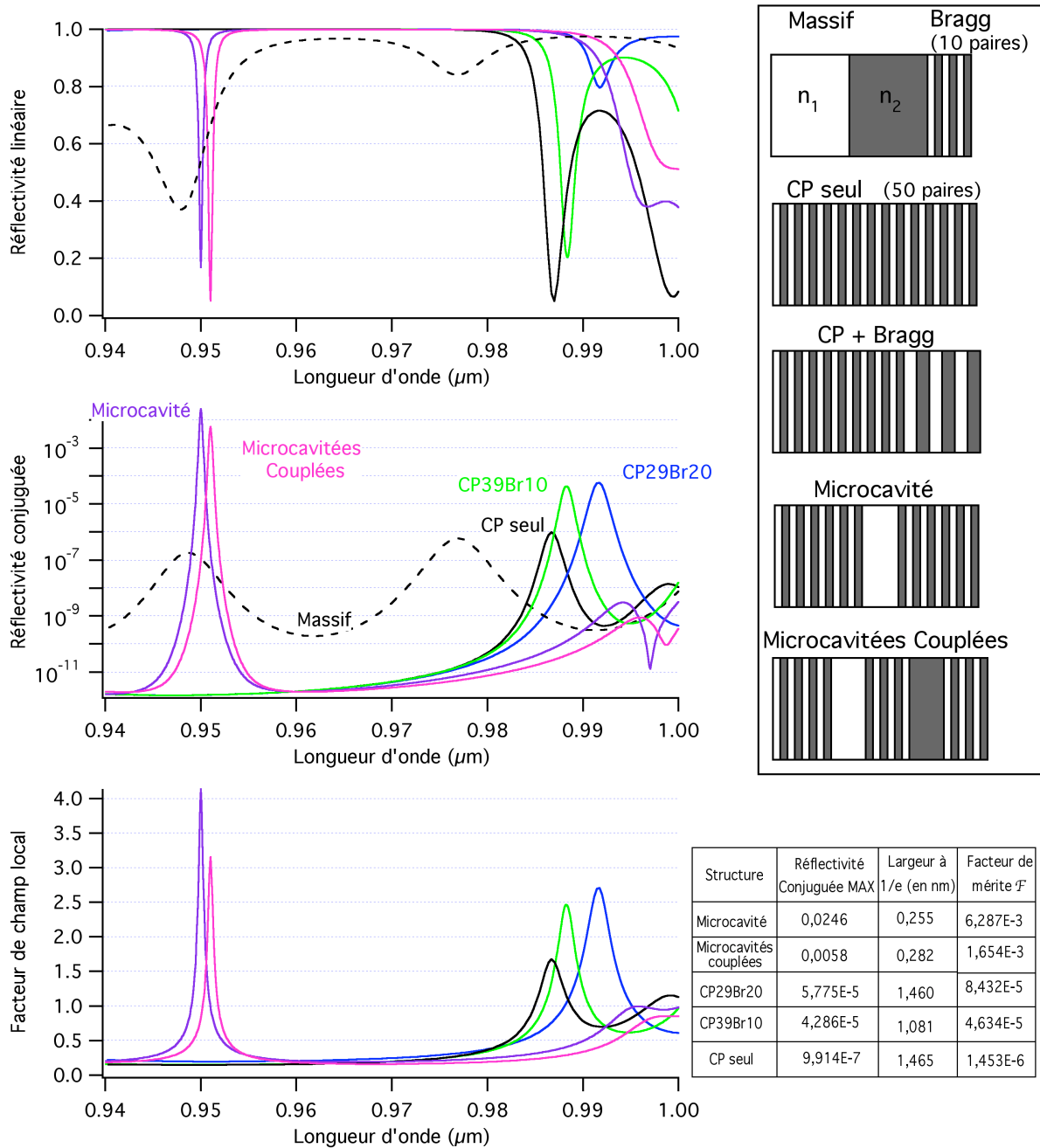


Figure II-40 Réflectivités linéaires et conjuguées et facteurs de champ local des différentes structures (Intensité de pompe : $0,1\text{GW}\cdot\text{cm}^{-2}$)

II.3.2 Étude comparative en présence de pertes par diffusion

Nous avons alors ensuite repris cette même étude en tenant compte des pertes par diffusion inévitablement rencontrées en pratique à l'intérieur de ces dispositifs. La Figure II-41 présente cette étude et nous présente un résultat inattendu et particulièrement intéressant. En effet, on constate que en présence des pertes par diffusion, c'est la structure comportant 29 paires de couches pour le cristal photonique et 20 paires pour le Bragg arrière qui est le plus efficace. On note alors toute l'importance de prendre en compte toutes les caractéristiques des dispositifs lors des simulations visant à définir la meilleure configuration expérimentale possible.

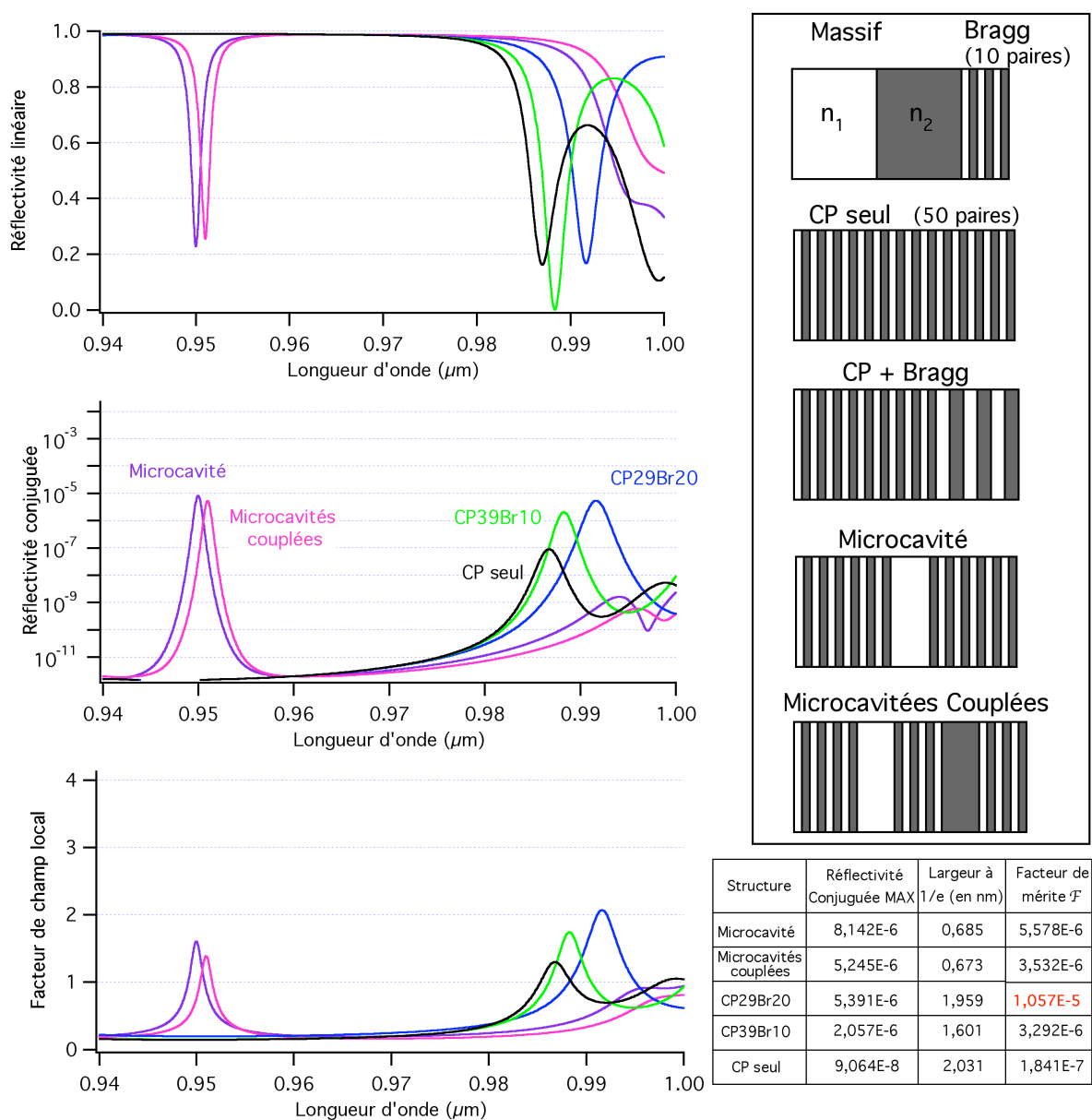


Figure II-41 Réflectivités linéaires et conjuguées et facteur de champ local des différentes structures en présence de pertes par diffusion (Intensité de pompe : $0,1\text{GW.cm}^{-2}$)

Conclusion

Après avoir présenté le principe de calcul matriciel utilisé pour l'étude de la conjugaison de phase dans les cristaux photoniques 1D, nous avons, au cours de ce chapitre présenté trois structures photoniques.

La première structure étudiée a concerné une structure à cristal photonique 1D simple, déposée sur un miroir de Bragg : il s'agit du type de configuration que nous avons testé expérimentalement.

Nous avons tout d'abord montré l'exaltation de la réflectivité conjuguée en bord de bande interdite, celle-ci étant directement reliée à la forte localisation de la lumière à cette longueur d'onde. Nous avons également montré que le nombre de couches de la structure était un paramètre important de l'efficacité non linéaire. En effet, la croissance de la réflectivité conjuguée en phase se fait proportionnellement à la puissance huitième du nombre de couches dans le cas d'un tel cristal photonique idéal alors qu'elle ne se fait que proportionnellement à la puissance carrée de ce nombre pour un matériau massif.

Un autre paramètre important a également pu être mis en évidence : le contraste d'indice. On a ainsi pu démontrer que pour des applications pratiques futures, il sera très intéressant de disposer de structures ayant le plus fort contraste d'indice possible.

D'autre part, le cas idéal d'un faisceau sonde arrivant en incidence normale étant difficilement réalisable en pratique, une étude angulaire a aussi été réalisée. Elle a permis de montrer que même si le maximum de réflectivité conjuguée est obtenu pour une incidence normale, une certaine tolérance pour de petits angles est néanmoins possible. Elle a aussi fait apparaître l'existence d'un second pic de réflectivité conjuguée, l'augmentation de l'angle de la sonde entraînant un décalage du spectre de la sonde, on peut alors obtenir la superposition du bord de bande interdite de la sonde avec le second bord de bande de la pompe. Il est à noter que ce deuxième pic est néanmoins plus faible que le premier.

Nous avons enfin montré que l'existence des pertes et plus particulièrement celles par diffusion créées par la rugosité des couches doit être prise en compte et limite les efficacités de la réflectivité conjuguée, en particulier pour un grand nombre de paires de couches du cristal photonique.

Nous nous sommes d'autre part intéressés au cas des microcavités simples et couplées. Le comportement de ces microcavités a été étudié, les paramètres favorables sont dans l'ensemble assez semblables à ceux obtenus pour un cristal photonique. Cependant, dans le cas des microcavités couplées, contrairement à ce que l'on pourrait penser, il existe un

désaccord optimal non nul pour l'efficacité non linéaire dans une structure parfaite. Toutefois, en présence de pertes, les microcavités couplées accordées en longueur d'onde sont plus favorables pour les dispositifs avec des réflectivités conjuguées supérieures et la possibilité de travailler à fort angle pompe-sonde.

Nous avons également réalisé une étude comparative des différentes structures photoniques 1D. Nous avons ainsi pu montrer que, pour une épaisseur totale identique, la meilleure configuration possible était réalisée par une microcavité dont le défaut est placé de façon optimale à l'intérieur de la structure que ce soit en l'absence ou en présence de pertes par diffusion. Cette étude comparative a en outre montré l'effondrement de l'efficacité d'un dispositif à microcavités couplées comparativement à celui d'un cristal photonique 1D déposé sur un miroir de Bragg.

III Dispositif expérimental

Afin d'étudier les cristaux photoniques à une dimension dont nous disposons, comme je l'ai présenté précédemment, je souhaitais effectuer des expériences de mélange à quatre ondes dans ces cristaux.

Les mesures que je souhaitais réaliser impliquaient le choix d'une source laser accordable en longueur d'onde afin d'étudier spectralement le comportement des échantillons.

Ce chapitre présente la source que j'ai utilisé pour mes expériences ainsi que le dispositif de mélange à quatre ondes réalisé.

Il présente également les échantillons que j'ai étudié ainsi que les techniques qui ont permis de les fabriquer.

D'autre part, au cours des diverses expériences que j'ai menées, j'ai été confrontée à différents problèmes liés aux mesures effectuées, je vais les présenter dans ce chapitre et détailler les techniques expérimentales mises en oeuvre pour m'en affranchir.

III.1 Source utilisée

Nous souhaitons réaliser des spectres de réflectivité linéaire, non linéaire et conjuguée en phase des différentes structures dont nous disposons. Cela nécessitait l'utilisation d'un laser accordable en longueur d'onde sur une large gamme spectrale et suffisamment fin spectralement pour assurer la résolution spectrale. Il fallait également disposer de fortes énergies afin d'étudier les effets non linéaires mis en jeu.

Ceci a donc porté notre choix vers une source laser impulsionnelle délivrant des impulsions courtes pour augmenter l'intensité lumineuse mais suffisamment longues pour que leur spectre soit plus fin que les résonances étudiées.

En effet, on peut montrer que, pour des impulsions de forme gaussienne, le produit de la durée de l'impulsion à demie hauteur Δt et de sa largeur spectrale à demie hauteur $\Delta \nu$ doit être

tel que $\Delta t \Delta \nu \geq 0,441$. Comme $\lambda = c/\nu$, on a donc la relation suivante : $\frac{\Delta \lambda}{\Delta \nu} = \frac{c}{\nu^2}$.

On en déduit ainsi :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \geq \frac{0,441}{c\Delta t} \quad (\text{III.1})$$

Cette relation montre bien que si on diminue la largeur Δt des impulsions, on augmente la largeur spectrale $\Delta\lambda$. La figure suivante permet de mieux visualiser l'impact de la durée de l'impulsion sur sa largeur spectrale. On y voit l'importance de la longueur d'onde.

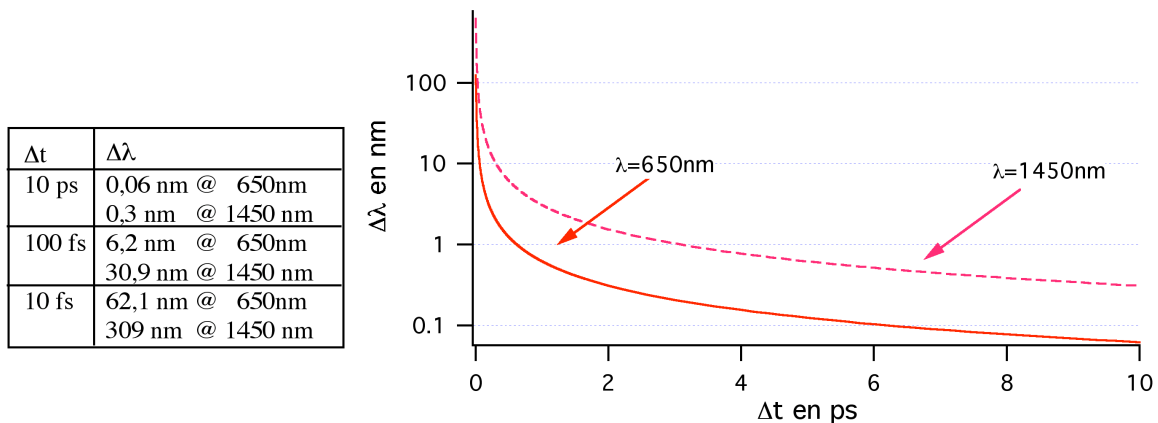


Figure III-1 Largeur spectrale de l'impulsion en fonction de sa durée

Un bon compromis entre la largeur des impulsions et celle du spectre était donc l'utilisation d'impulsions de durée picoseconde limitées par la condition de Fourier $\Delta\nu\Delta t=0.441$.

Le schéma du laser est illustré sur la Figure III-2.

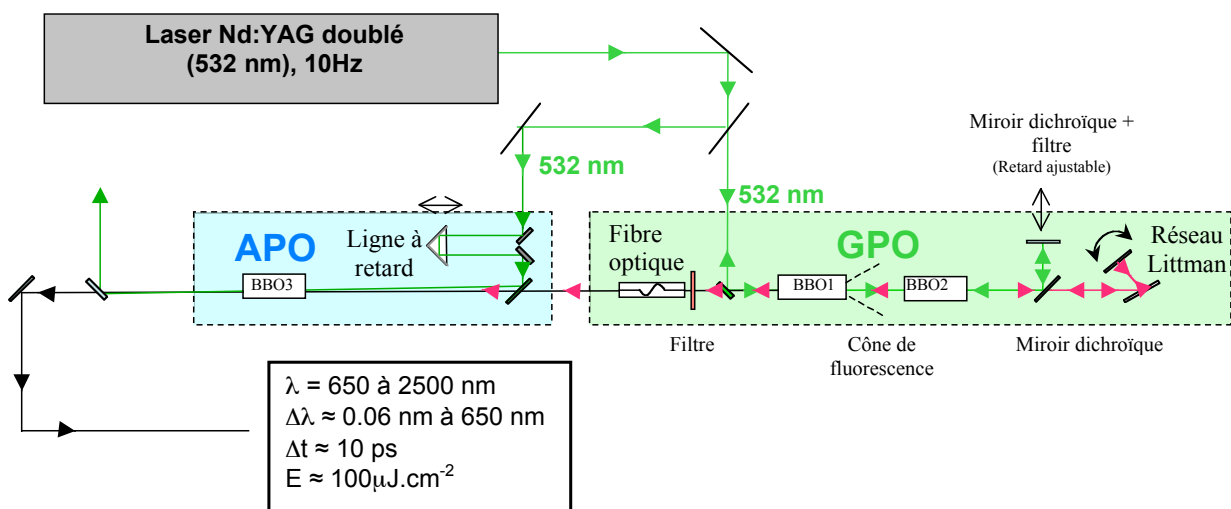


Figure III-2 Schéma de la source laser accordable

Ce laser comporte trois parties principales : le laser Nd:YAG doublé en fréquence, une partie Génération Paramétrique Optique (GPO) et une partie Amplification Paramétrique Optique (APO). Je vais maintenant présenter en détail ces différentes composantes.

III.1.1 Laser Nd:YAG doublé en fréquence

Nous utilisons un laser commercial de la société BMI. Le milieu actif est constitué d'un barreau de Nd:YAG pompé par lampes flashes avec un taux de répétition de 10Hz. Ce milieu actif est placé à l'intérieur d'une cavité résonante comprenant également un absorbant saturable (blocage de mode passif et surtout déclenchement de la cavité) et un cristal acousto-optique (blocage de mode actif). Pour une concentration bien ajustée, on obtient alors un train de 8 à 10 impulsions d'une durée d'environ 35 picosecondes. Un diaphragme également placé dans la cavité permet d'obtenir un mode spatial proche du TEM₀₀.

Une cellule de Pockels associée à un prisme de Glan permet ensuite de sélectionner qu'une seule de ces impulsions (la plus puissante). Le faisceau issu de cette cellule est ensuite amplifié grâce à un deuxième barreau de Nd:YAG, lui aussi pompé par flashes, et qui permet d'amplifier le signal jusqu'à une énergie de 3mJ. Il traverse ensuite une lame quart d'onde puis un cristal non linéaire de KTP. Ce dernier présente une non linéarité d'ordre deux permettant de générer le second harmonique du rayonnement à 1064nm provenant du laser Nd:YAG. On obtient donc en sortie du cristal une impulsion laser à la longueur d'onde de 532 nm (d'énergie 1mJ) avec un taux de répétition de 10Hz. Ce rayonnement est ensuite envoyé sur un miroir dichroïque. Le fondamental est transmis vers une photodiode qui sert au déclenchement de la chaîne d'acquisition de données du montage. La seconde harmonique est réfléchiée et divisée par une lame séparatrice en deux faisceaux servant de faisceau de pompe à un Générateur Paramétrique Optique et à un Amplificateur Paramétrique Optique.

III.1.2 Génération Paramétrique Optique (GPO)

La non linéarité du second ordre est notamment à l'origine de la génération paramétrique optique. Cet effet est basé sur le transfert de puissance d'une onde de pompe à la fréquence ω_3 aux fréquences ω_1 et ω_2 telles que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Lorsque cette relation est vérifiée, il y a conservation de l'énergie. Pour que le transfert soit efficace, il faut de plus que la quantité de mouvement soit conservée, c'est-à-dire que $\vec{\Delta k} = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = 0$. On parle alors d'accord de phase.

Le principe du générateur paramétrique utilisé pour nos expériences a été développé par Huang [Huang 01]. Dans notre source, le faisceau de longueur d'onde 532 nm vient pomper, seul, le premier cristal de BBO, il s'agit d'un cristal non linéaire de borate de barium (β -BaB₂O₄) permettant de réaliser un accord de phase de type I.

Le schéma de principe du générateur paramétrique optique que nous utilisons est illustré sur la Figure III-3 :

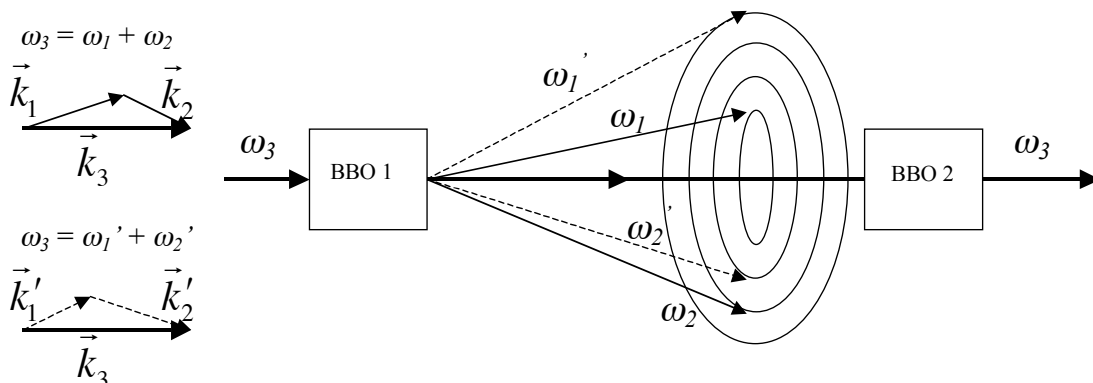


Figure III-3 Principe de la génération paramétrique

Grâce à la pompe à 532 nm, le premier cristal rayonne différentes fréquences ω sur des cônes d'ouverture angulaire θ déterminés par les conditions d'accord de phase. En changeant l'orientation du cristal, on change la condition d'accord de phase et donc, pour des directions données, les couples (ω_1, ω_2) pour lesquels il y a génération paramétrique. On change ainsi la direction de propagation d'une onde à une fréquence donnée.

Le rayonnement que nous recherchons est celui réalisant la condition d'accord de phase colinéaire, le signal et son complémentaire étant alors colinéaires à la pompe. Ces trois faisceaux interagissent ensuite avec le deuxième cristal de BBO pour permettre l'amplification du signal. En pratique, c'est toute une plage de longueurs d'onde qui sont amplifiées. Néanmoins du fait de la taille du cristal et du fait du diamètre de la pompe, un premier filtrage spectral est réalisé

Le faisceau obtenu est ensuite envoyé sur un réseau en montage de Littman et ainsi diffracté. La Figure III-4 permet d'illustrer ce montage.

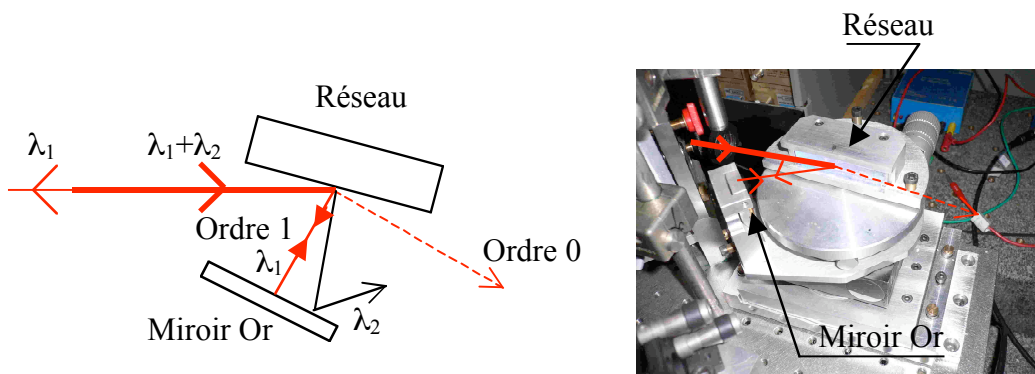


Figure III-4 Schéma et photo du réseau en montage de Littman

Le faisceau incident est diffracté par le réseau. On utilise l'ordre 1, les différentes longueurs d'onde composant le faisceau incident sont renvoyées sur le miroir en Or. Ce dernier est placé sur une table de rotation afin d'ajuster finement sa position angulaire. Ainsi, seules les longueurs d'onde proches de l'incidence normale au miroir sont renvoyées dans la direction de propagation du faisceau incident. Si, comme cela est le cas dans notre montage, la dispersion du réseau est suffisante, on obtient un faisceau réfléchi de largeur spectrale limitée par les conditions de Fourier.

Ce faisceau réfléchi est ensuite renvoyé, conjointement à la pompe synchronisée à l'aide d'un miroir placé sur une platine de translation, dans les deux cristaux de BBO afin d'être amplifié. En changeant l'orientation du miroir en Or du montage de Littman, on peut alors choisir précisément la longueur d'onde du GPO, puis en optimisant l'orientation des cristaux de BBO on optimise l'accord de phase pour la longueur d'onde sélectionnée et donc la puissance du faisceau. On obtient en sortie un faisceau de longueur d'onde choisie et son complémentaire se propageant tous deux dans la même direction que l'onde de pompe. Le miroir dichroïque d'injection permet de couper la pompe et on coupe également par un verre coloré soit l'onde signal soit son complémentaire en fonction des besoins.

Étant obtenu à partir de l'émission spontanée dans un angle solide supérieur à celui d'un mode, le faisceau obtenu n'est pas très propre spatialement. Pour améliorer son profil, on injecte alors le faisceau à l'intérieur d'une fibre monomode courbée. Sa longueur est relativement courte (de l'ordre de 10 cm) afin d'éviter l'apparition d'effets non linéaires parasites (automodulation de phase provoquant un élargissement du spectre par exemple). D'autre part, pour cette fibre de faible longueur, le bon filtrage spatial est assuré par la courbure de fibre : en effet le fait de courber cette fibre monomode n'affecte pas la propagation à l'intérieur du cœur du mode fondamental gaussien, les autres modes déviés dans la gaine étant rapidement perdus. Cependant il est à noter que, par nature, ce filtrage spatial peut induire de fortes fluctuations d'énergie du faisceau filtré et donc ensuite des impulsions laser utilisées lors des expériences.

III.1.3 Amplificateur paramétrique optique

On superpose ensuite le faisceau issu de la fibre à la deuxième partie du laser doublée en fréquence, sur un troisième et dernier cristal de BBO. On réalise ainsi une dernière amplification du signal (**Figure III-2**).

Le montage ainsi réalisé permet d'obtenir des impulsions d'une durée d'environ 10ps sur une large gamme spectrale (de 650nm à 2500nm, en utilisant avant la fibre soit le signal soit le

complémentaire), de largeurs particulièrement fines (notamment $\Delta\lambda=0.06\text{nm}$ à 650nm) avec un taux de répétition de 10Hz . La puissance des impulsions est en moyenne de $100\mu\text{J}/\text{cm}^2$. La Figure III-5 montre une photo de l'ensemble constituant la source laser picoseconde accordable.

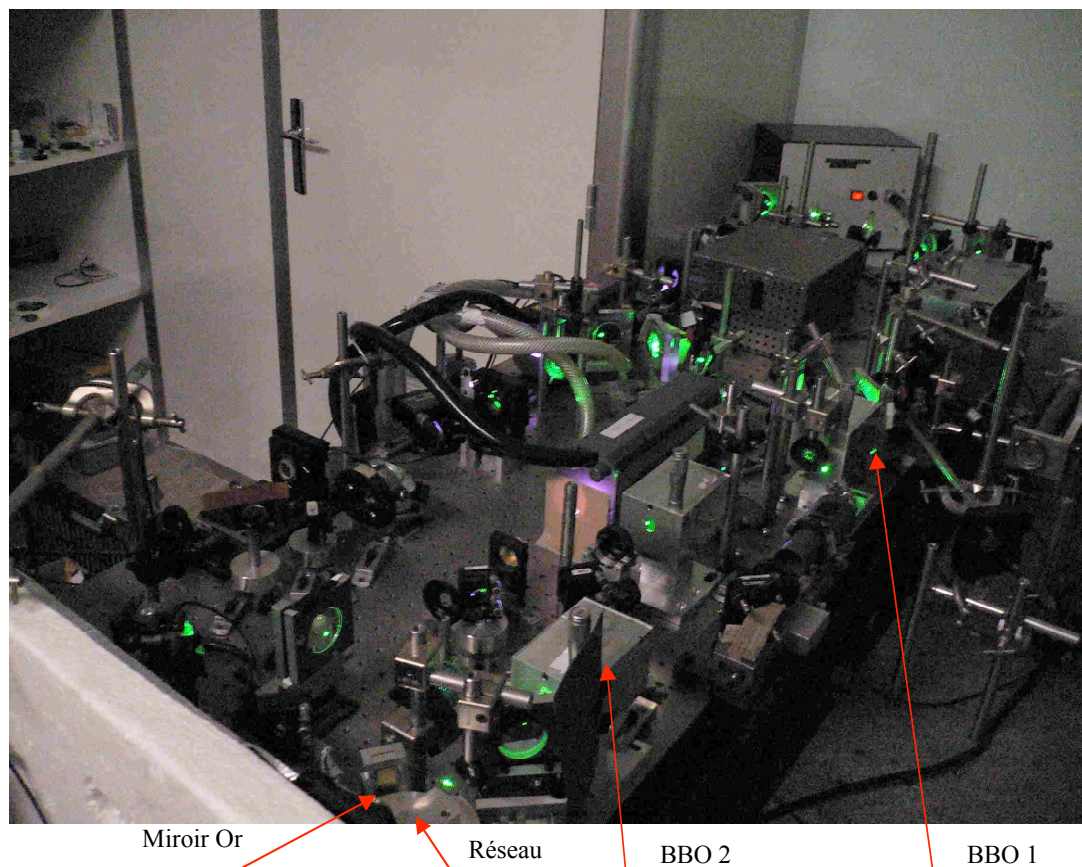


Figure III-5 Photo de la source laser picoseconde accordable

III.2 Fabrication des échantillons

Nous avons étudié deux cristaux photoniques composé de semi-conducteurs II-VI et III-V. Le premier a été réalisé au Laboratoire de Spectrométrie Physique à Saint Martin d'Hères par Régis André. Il s'agit d'un empilement de 30 paires de couches de $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ et de $\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$ (matériaux II-VI). Ces couches présentent respectivement des indices égaux à $n_1=3,088$ et $n_2=2.585$. Le contraste d'indice ($\Delta n=0,503$) est donc assez faible.

Le deuxième cristal a été réalisé à partir de matériaux III-V par Nadia Belabas au Laboratoire de Photonique et Nanostructures à Marcoussis. Il s'agit d'un empilement de 10 paires de couches d' $\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$ et d' AlAs , qui par oxydation sélective de AlAs a donné lieu à un

empilement de couches $Al_{30\%}Ga_{70\%}As/AlOx$. Le contraste d'indice de cet échantillon est alors particulièrement fort ($\Delta n=1.9$), ce qui permet de compenser le plus faible nombre de paires de couches.

Nous allons présenter les différentes techniques qui ont permis de fabriquer ces deux échantillons.

III.2.1 Cristal photonique composé de matériaux II-VI

Les matériaux semi-conducteurs de la famille II-VI sont constitués d'un élément de la colonne II et d'un élément de la colonne VI dans la classification périodique de Mendeleiev. Dans le cadre de notre étude, ce sont leurs propriétés optiques non linéaires qui nous intéressent.

III.2.1.1 Fabrication du cristal photonique composé de matériaux II-VI

L'élaboration du cristal consiste en une croissance épitaxiale d'un miroir de Bragg composé de 30 paires de couches de $Cd_{0,75}Mn_{0,25}Te$ et de $Cd_{0,40}Mg_{0,60}Te$ d'épaisseurs optique $\lambda/4$ pour $\lambda=667.5nm$ (Figure III-6).

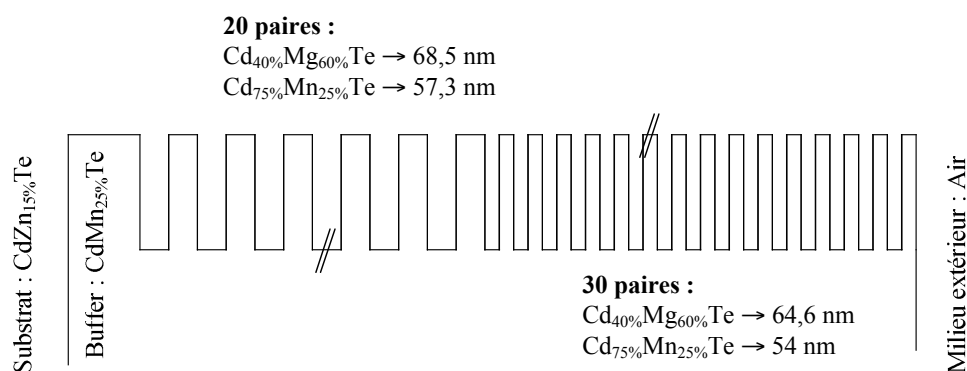


Figure III-6 Structure du cristal photonique composé de matériaux II-VI

En réalité ce cristal est déposé sur un autre miroir de Bragg composé de 20 paires de couches des mêmes matériaux mais d'épaisseurs différentes, de façon à ce que ce deuxième empilement soit centré sur un des deux bords de bande du cristal photonique (cf Figure III-7). En effet, nous avons vu précédemment que pour nos expériences, nous travaillons en bord de bande interdite et ainsi, lorsque la structure devient transparente, ce deuxième empilement de 20 paires de couches permet de créer l'onde de pompe arrière nécessaire au mélange à quatre ondes.

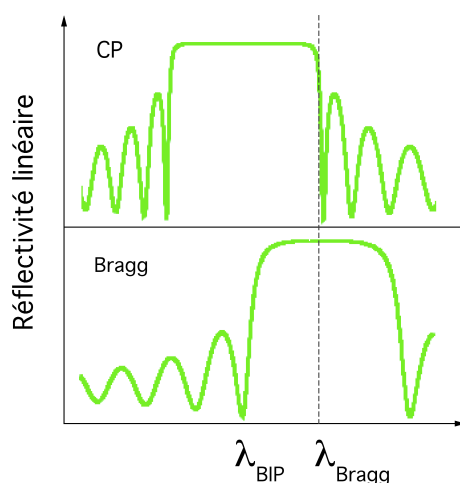


Figure III-7 Réflectivités linéaires du cristal photonique et du miroir de Bragg situé à l'arrière de ce dernier

Les épaisseurs souhaitées sont particulièrement fines (de l'ordre de 60 nm). Pour réaliser de telles couches minces, on fait appel à des techniques de dépôt à partir d'une phase vapeur. Ceci soit à très basse pression, donc dans le régime de flux moléculaire comme l'épitaxie par jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy), ou bien à une pression proche de la pression atmosphérique comme le dépôt chimique en phase vapeur (Chemical Vapour Deposition), en utilisant essentiellement des vapeurs d'organo-métalliques (Metal Organic Chemical Vapour Deposition ou MOCVD) (Chapitre 3 de [Roosen 03]).

L'échantillon que nous avons étudié a été réalisé par épitaxie par jets moléculaires. Cette technique, illustrée sur la Figure III-8, consiste à faire interagir sur un substrat, chimiquement propre et porté à une température adéquate, des flux contrôlés formés des vapeurs des espèces chimiques nécessaires à la formation du film désiré. Ceci se fait dans une enceinte à ultravide (10^{-10} Torr) afin d'assurer la pureté des dépôts. Les flux sont émis par des cellules d'évaporation appelées également cellules d'effusion. L'ouverture ou la fermeture de ces différentes cellules permet l'élaboration des hétérostructures (Chapitre 3 de [Roosen 03]).

Il faut noter le fait que le substrat doit se trouver à une température adéquate. En effet, la vitesse de croissance dépend des valeurs des flux des constituants mais aussi de la température du substrat. Ainsi, on obtient une augmentation de la vitesse de croissance lorsque l'on baisse la température du substrat. Cela permet aussi d'éviter des phénomènes de diffusion ou de ré-évaporation des atomes.

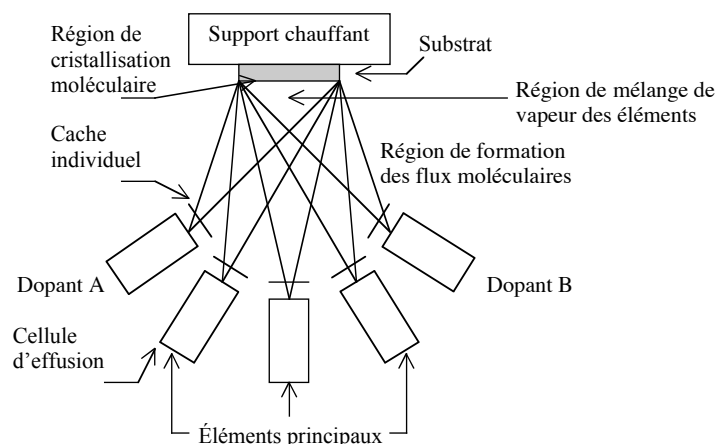


Figure III-8 Schéma de principe de l'épitanie par jets moléculaires [Roosen 03]

III.2.1.2 Caractéristiques du cristal photonique composé de matériaux

II-VI

La structure de l'échantillon que nous avons utilisé a été présentée sur la Figure III-6. Les épaisseurs réalisées pour le cristal photonique sont de $e_1=54\text{nm}$ et $e_2=64,6\text{nm}$ respectivement pour les couches de $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ et de $\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$ de manière à avoir un bord de bande interdite à $\lambda=708\text{nm}$. Dans le cas du miroir de Bragg arrière de longueur d'onde centrée à cette même longueur d'onde $\lambda=708\text{nm}$, elles sont de $e_1'=57,3\text{nm}$ et de $e_2'=68,5\text{nm}$ respectivement aussi pour les couches de $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ et de $\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$. [Razzari 05].

La Figure III-9 montre le spectre de cet échantillon. On peut observer le bord de bande électronique (**Electronic Band Edge**) caractérisé par une absorption dans le $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ ainsi que le bord de bande photonique de la structure du cristal photonique (**Photonic Band Edge**) où nous avons travaillé.

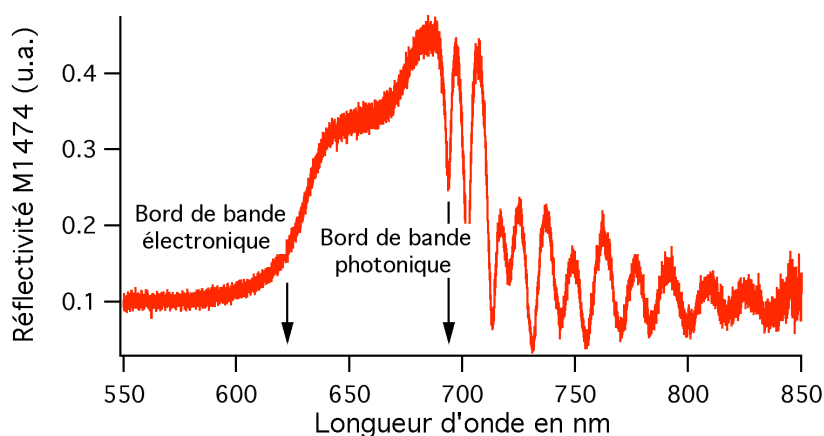


Figure III-9 Spectre du cristal photonique composé de matériaux II-VI (mesures Régis André, LSP)

III.2.2 Cristal photonique composé de matériaux III-V

Les semi-conducteurs sont par excellence les matériaux de l'optoélectronique car ils permettent véritablement de contrôler les électrons pour détecter, moduler et émettre la lumière. Ils permettent ainsi de réaliser des composants et des systèmes optiques (Chapitre 2 de [Roosen 03]). Au sein de la famille des semi-conducteurs, il est sans conteste que les matériaux de la famille III-V occupent une place prédominante. En effet, ces derniers sont constitués d'un élément de la colonne III et d'un élément de la colonne V dans la classification périodique de Mendeleiev. Il se trouve alors que les liens de covalence entre atomes sont plus forts que pour des composés II-VI, IV-IV ou I-VII. Il en résulte ainsi une plus grande pureté cristalline et une plus grande stabilité des matériaux.

III.2.2.1 Fabrication du cristal photonique composé de matériaux III-V

L'élaboration de ce deuxième cristal consiste en une croissance par MOCVD d'un miroir de Bragg composé de 10 paires de couches d' $\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$ et d' AlAs d'épaisseur optique $\lambda/4$. Dans le même but que précédemment, à savoir la création de l'onde de pompe arrière, ce cristal est déposé sur un premier miroir de Bragg composé de 5 paires de couches.

D'autre part, afin d'obtenir un cristal photonique à fort contraste d'indice à l'aide de couches d'Oxyde d'Aluminium dit AlOx , cet échantillon subit une gravure RIE (Reactive Ion Etching ou Gravure Ionique Réactive). Ce principe de fabrication est nécessaire car, en effet, pour donner lieu à des couches d' AlOx , il faut oxyder les couches d' AlAs . Cette oxydation doit être faite en milieu chaud et humide, et, compte tenu de la structure multi couche de l'échantillon, elle est forcément réalisée par la tranche des couches. Cependant, du fait des faibles profondeurs de pénétration, un diamètre trop important ne permettrait pas l'obtention d'un échantillon homogène. Ceci explique la nécessité d'échantillons de faibles dimensions et donc le fait que les différents plots (échantillons) résultent d'une gravure RIE, cette dernière donnant lieu à des mésas de 50 à 100 μm environ (Figure III-10). L'oxydation des couches d' AlAs se fait alors bien par la tranche des couches, tout autour des différents plots.

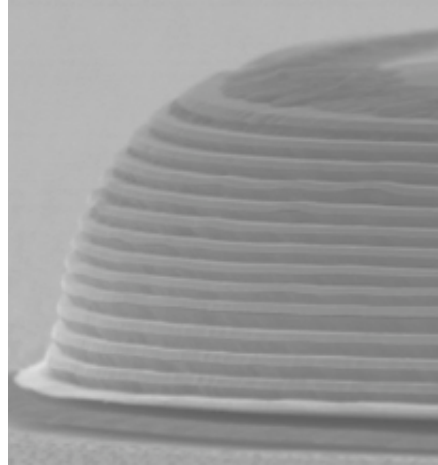


Figure III-10 Photo MEB d'un des plots de l'échantillon AlGaAs/AlOx (LPN)

III.2.2.2 Caractéristiques du cristal photonique composé de matériaux III-V

La structure de cet échantillon est représentée sur la Figure III-10. Pour obtenir un bord de bande à $\lambda=1527\text{nm}$, Les épaisseurs réalisées pour le cristal photonique sont $e_1=87.9\text{nm}$ et $e_2=180.9\text{nm}$ respectivement pour les couches d' $\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$ et d' AlAs . La forte épaisseur d' AlAs est choisie pour avoir des couches $\lambda/4$ une fois l' AlAs oxydé.

Dans le cas du miroir de Bragg arrière, de longueur d'onde centrale $\lambda=1527\text{nm}$, elles sont $e'_1 = 116,3\text{nm}$ et $e'_2 = 235,2\text{nm}$ respectivement aussi pour les couches d' $\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$ et d' AlAs .

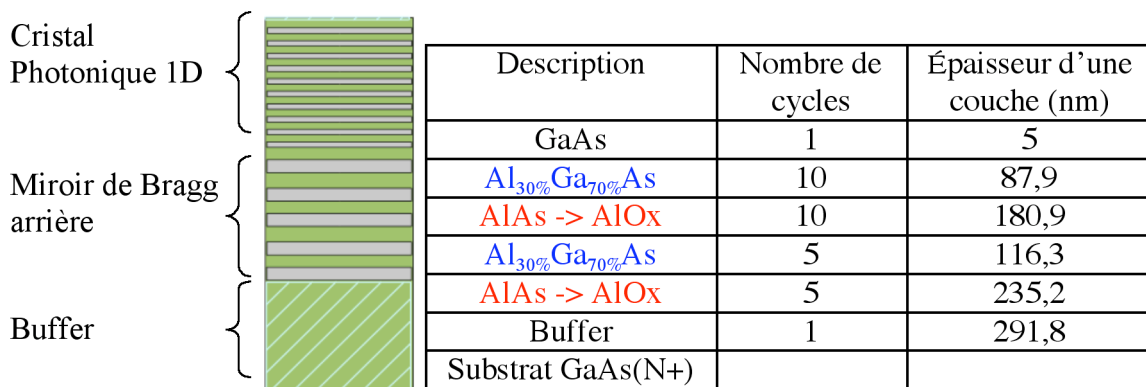


Figure III-11 Structure du cristal photonique composé de matériau III-V

La Figure III-12 montre les spectres obtenus par spectroscopie FTIR (Fourier-Transform Infrared Spectroscopy) sur l'échantillon :

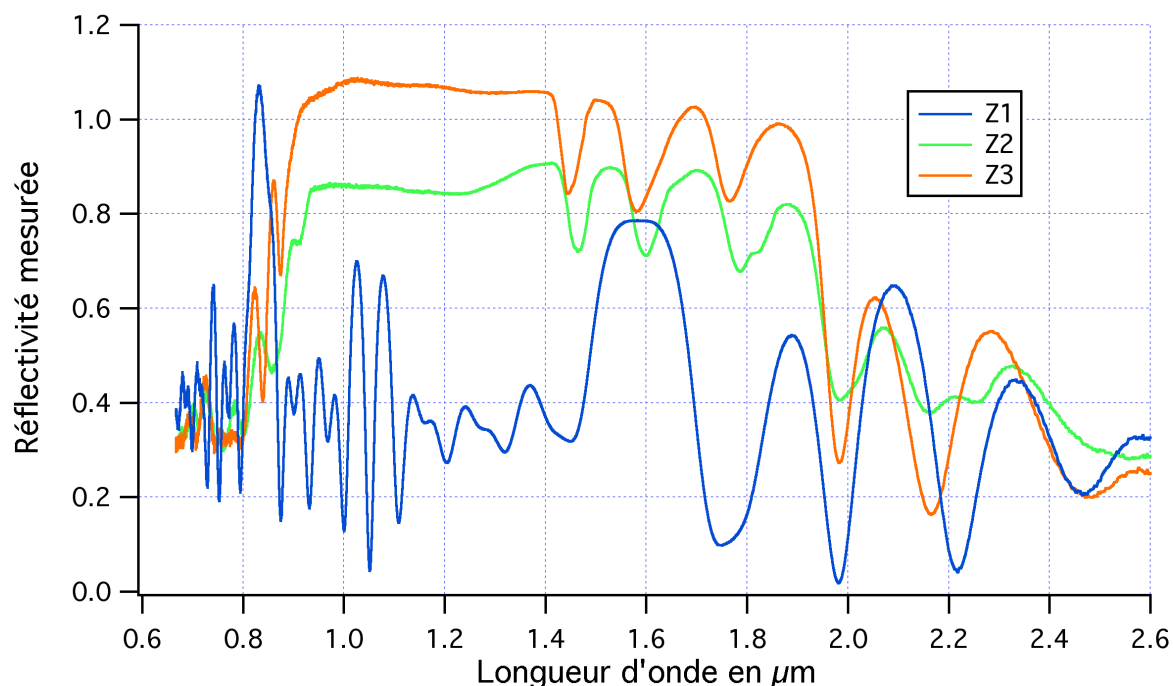


Figure III-12 Spectres du CP composé d'AlGaAs/AlOx (mesures Nadia Belabas, LPN)

La courbe **Z1** correspond à une zone de l'échantillon non oxydée. Les courbes **Z2** et **Z3** désignent deux plots distincts, on observe que leurs spectres respectifs, quoique très proches, ne sont pas identiques, avec en particulier des bords de bande légèrement différents.

Ce résultat montre que, malgré un très grand soin de fabrication, il est difficile de réaliser exactement l'échantillon projeté. Il y a sans doute plusieurs origines à ces difficultés mais la plus importante réside en l'oxydation de l'AlAs. Il est en effet important de savoir que la couche d'AlAs épitaxiée peut varier après oxydation. Le facteur de contraction entre l'épaisseur de la couche initiale et l'épaisseur de la couche oxydée peut varier de 0.5 à 20% selon la phase majoritaire composant cette couche d'AlOx.

Trois cas sont possibles. Tout d'abord si l'AlOx se trouve sous une forme totalement amorphe, en pratique aucun rétreint n'est observé [Li 05]. D'autre part, si l'AlOx se trouve sous une phase totalement polycristalline, un rétreint théorique de 20% est attendu [Choquette 97]. Enfin, lorsque l'AlOx est sous une forme intermédiaire (typiquement une matrice polycristalline noyée dans une gaine amorphe de quelques nm), un rétreint intermédiaire est observé, il vaut en général 12% [Takamori 96].

On voit donc bien qu'il existe plusieurs types d'AlOx selon la proportion de phase amorphe/poly cristalline. Comme nous le verrons au cours de la présentation des résultats expérimentaux, les plots que nous utilisons semblent se trouver dans le troisième cas, c'est-à-dire dans le cas intermédiaire.

III.3 Expériences de mélange à quatre ondes

La seconde partie du dispositif expérimental concerne l'expérience de mélange à quatre ondes proprement dite. Nous allons tout d'abord présenter le dispositif mis en place pour nos expériences. Puis nous présenterons les différentes techniques de mesures que nous avons mis en place pour recueillir les données et nous affranchir de différentes difficultés techniques.

III.3.1 Dispositif

Le schéma du dispositif expérimental utilisé pour cette expérience est montré sur la Figure III-13.

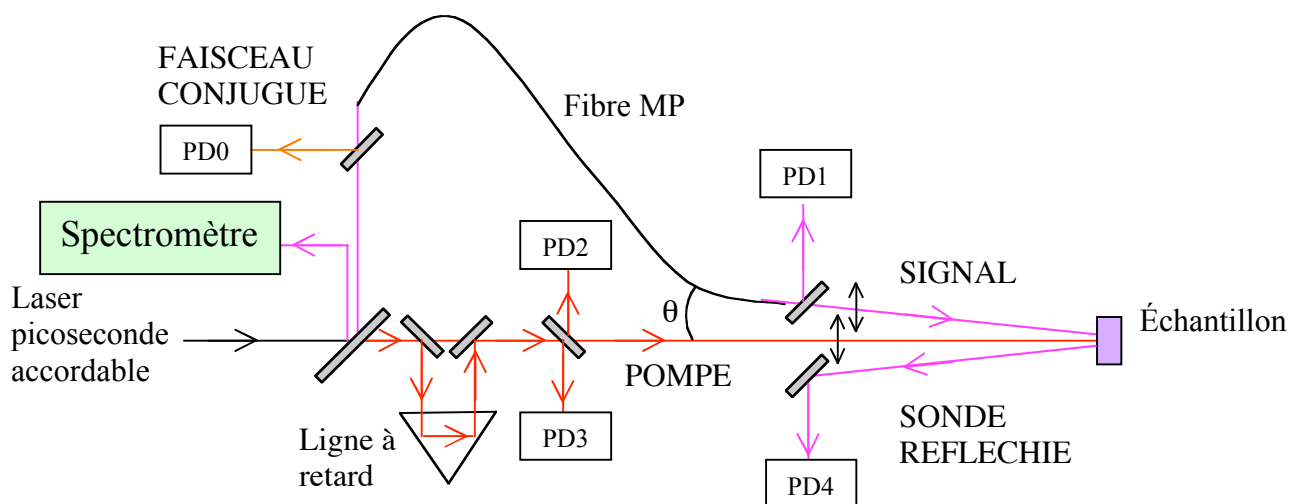


Figure III-13 Schéma de l'expérience de mélange à quatre ondes

Le faisceau laser issu de la source picoseconde accordable est envoyé sur une lame de verre légèrement prismatique.

Le faisceau transmis servira de faisceau pompe lors de nos expériences. Les deux faisceaux réfléchis serviront d'une part à mesurer la longueur d'onde grâce à un spectromètre et d'autre part à créer un faisceau sonde.

Sur le trajet du faisceau pompe une ligne à retard, composée d'un coin de cube placé sur une platine de translation, permet d'ajuster précisément le retard entre la pompe et la sonde.

La pompe arrive en incidence normale de façon à ce que le miroir de Bragg situé en arrière de l'échantillon permette de créer l'onde de pompe arrière nécessaire au mélange à quatre ondes. Le faisceau sonde est incliné d'un angle θ par rapport à la pompe sur l'échantillon. Pour cela on utilise une fibre à maintien de polarisation fixée sur un bras tournant. Ceci nous permet de changer aisément l'angle d'incidence de la sonde sur l'échantillon, et ceci sans avoir à réaligner son retard avec la pompe. Pompe et sonde sont focalisées sur une zone de l'échantillon. Une caméra permet, via une lame de verre (non représentée) située juste devant l'échantillon, de visualiser le recouvrement des deux faisceaux. La sonde réfléchie est extraite à l'aide d'un miroir afin d'être analysée à l'aide d'une photodiode.

Enfin, l'interaction de l'onde signal et des deux ondes de pompe (avant et arrière) crée une polarisation non linéaire et l'onde rayonnée par cette polarisation est appelée onde conjuguée en phase de l'onde signal. Cette dernière est contra-propageante à l'onde signal : elle est donc réinjectée dans la fibre à maintien de polarisation avec d'être séparée du trajet de la sonde par une lame de verre.

Le faisceau conjugué, après avoir été filtré spatialement pour s'affranchir de la diffusion de la pompe, est mesuré à l'aide d'une photodiode avalanche. Les autres faisceaux mis en jeu dans le mélange à quatre ondes seront mesurés à l'aide de photodiodes Silicium PIN. Les mesures des intensités incidentes et réfléchies permettent de remonter à la non linéarité effective du cristal photonique puisque :

$$I_{Conjugué} \propto |\chi_{eff}^{(3)}|^2 I_{PompeAvant} I_{PompeArrière} I_{Signal} \quad (III.2)$$

Il est à noter que ce dispositif a servi pour l'analyse du premier cristal photonique que nous avons étudié, c'est-à-dire celui composé de matériaux II-VI. Nous avons cependant dû le modifier légèrement afin d'étudier le deuxième cristal dont nous disposons. En effet ce dernier, composé de matériaux III-V, avait été conçu pour travailler aux longueurs d'onde télécom (typiquement 1450nm) et présentait des mésas de dimensions bien inférieures (50-100 μ m de diamètre) à celles disponibles (5*8mm) sur l'échantillon II-VI. Nous avons notamment remplacé les différents miroirs diélectriques par des miroirs en Or, les photodiodes Silicium par des photodiodes InGaAs et la fibre à maintien de polarisation par un trajet en espace libre. La pompe et la sonde sont alors focalisées sur l'échantillon par la même lentille (Figure III-14).

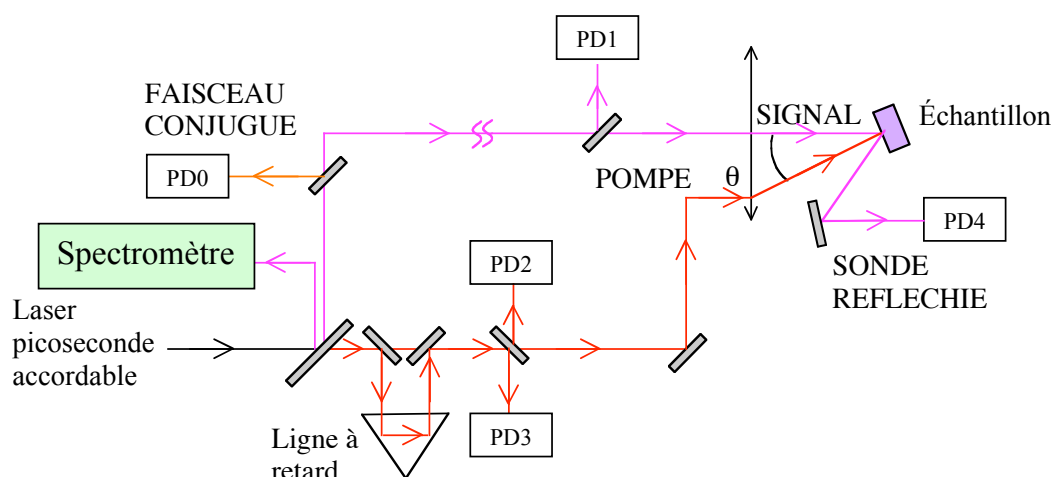


Figure III-14 Schéma de l'expérience bis de mélange à quatre ondes

L'acquisition des signaux des différentes photodiodes se fait via des intégrateurs à portes (Boxcars) permettant de filtrer le bruit et d'intégrer les différents signaux.

L'enregistrement des données se fait à l'aide d'une carte d'acquisition et d'un programme développé sous LabVIEW®. Le traitement des données obtenues se fait également à l'aide du logiciel LabVIEW®.

La photo de la Figure III-15 permet de visualiser le montage de l'expérience de mélange à quatre ondes.

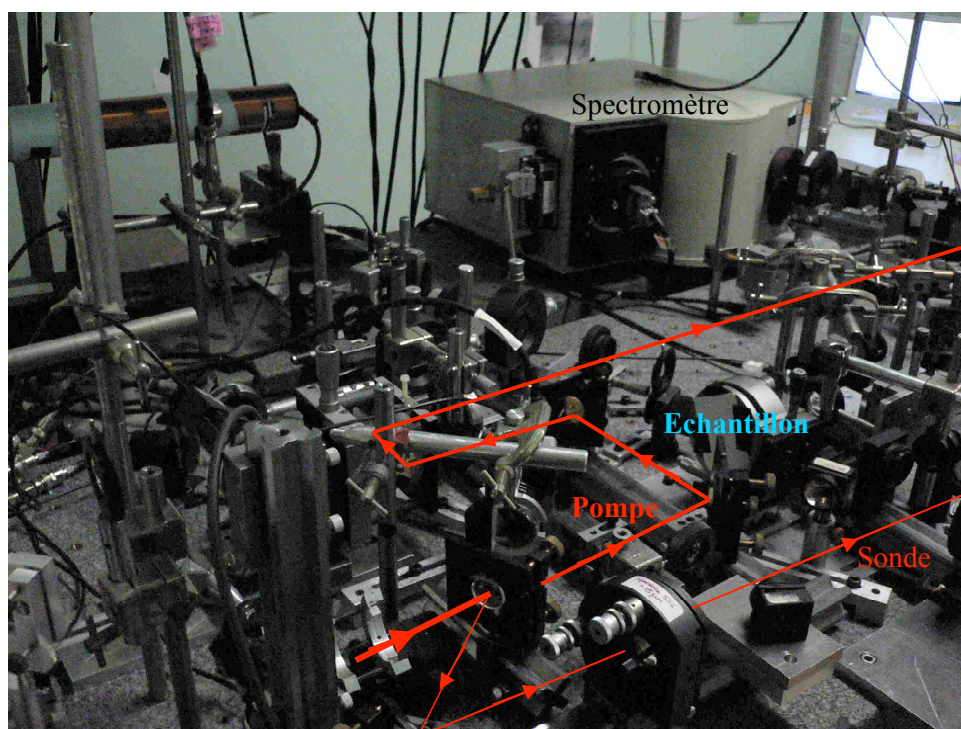


Figure III-15 Photo de l'expérience de mélange à quatre ondes

III.3.2 Techniques de mesures

Nous venons de présenter le dispositif utilisé pour les expériences que nous avons menées sur des cristaux photoniques. Nous avons vu que nous mesurons à l'aide de photodiodes les différentes intensités incidentes et réfléchies. Nous avons cependant été confronté à plusieurs limitations pratiques que nous allons détailler maintenant.

III.3.2.1 Positionnement spatial des faisceaux sur les échantillons

Lors des différentes expériences que nous avons menées, il nous fallait placer les faisceaux sonde et pompe sur les échantillons en les recouvrant spatialement et temporellement.

Pour les recouvrir spatialement sur l'échantillon de CdMnTe/CdMgTe nous utilisons une caméra CCD. En effet, les faisceaux Sonde et Pompe étaient de tailles suffisantes pour être bien résolu en zoomant l'image obtenue par la caméra (la Figure III-16 montre le recouvrement pompe-sonde sans zoom).

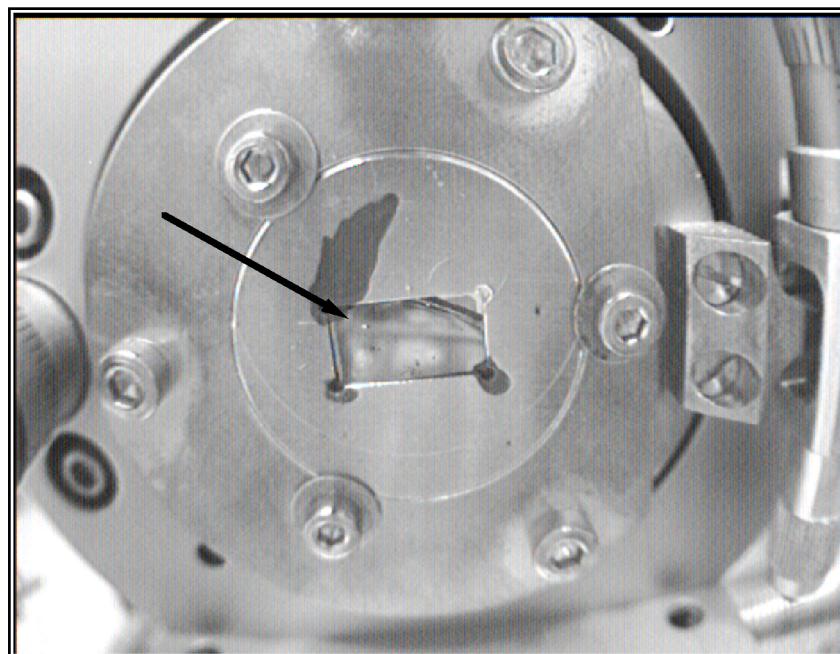


Figure III-16 Sonde et pompe sur échantillon II-VI (sans zoom)

Pour l'échantillon composé des couches d'AlGaAs/AlOx, la taille des mésas étant de l'ordre de quatre ou cinq pixels de la caméra de visualisation InGaAs, une nouvelle technique de positionnement dû être élaborée.

Tout d'abord, l'image fût grossie sur la caméra à l'aide d'un dispositif composé de doublets de focales différentes placés selon un montage $2f-2f'$ (Figure III-17).

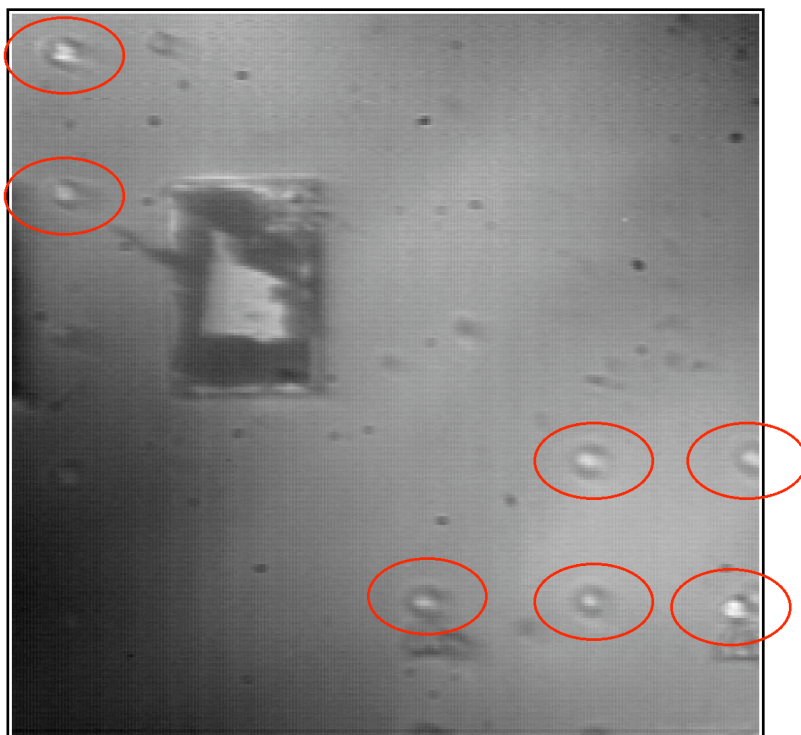


Figure III-17 Photo des échantillons (plots) AlGaAs/AIOx

*Les disques blancs (entourés) observés sont les différents plots à analyser.
Le 'rectangle' sert de repère lors de la fabrication, c'est également, de part sa taille, une zone non oxydée qui peut servir de référence.*

On superpose la pompe et la sonde en dehors du plot, c'est-à-dire sur le substrat puis on se place au mieux sur l'échantillon à l'aide de la caméra.

Enfin, on recherche, en déplaçant l'échantillon dans le plan, le maximum de réflectivité de la sonde (sans pompe), le plot réfléchissant bien mieux (entre 60 et 100%) que le substrat. (environ 30%) (cf Figure III-12). La pompe, préalablement superposée à la sonde, se trouve alors également positionnée sur le plot à analyser, on a ainsi réalisé la superposition spatiale des faisceaux sonde et pompe sur l'échantillon (plot) choisi.

III.3.2.2 Superposition temporelle des faisceaux sur les échantillons

Les différentes expériences que nous avons menées nécessitaient de pouvoir contrôler le retard entre la sonde et la pompe arrivant sur l'échantillon. De façon à pouvoir régler très précisément ce retard, nous avons vu qu'une ligne à retard avait été introduite sur le trajet de la pompe. Cette ligne à retard est composée d'un coin de cube placé sur une platine de translation.

Afin de réaliser la superposition temporelle des faisceaux, un détecteur rapide (temps d'acquisition 600ps) remplace dans un premier temps l'échantillon. On visualise sur un oscilloscope rapide (bande passante 2,5GHz, 20Giga échantillons/s) le décalage temporel entre les deux faisceaux en fonction de la position de la platine. La figure suivante montre l'évolution du décalage entre la pompe et la sonde (Δt) en fonction de la position de la platine du coin de cube. D'autre part, l'allure attendue est une droite de pente connue. En effet, on peut exprimer le décalage temporel entre la pompe et la sonde, Δt , mesuré par le détecteur en fonction du déplacement de la platine et de la vitesse de la lumière. On a :

$$\Delta t[s] = \frac{2 * \Delta position[m]}{3.10^8[m.s^{-1}]}$$

Soit : $\Delta t[ps] = 0,66[ps.mm^{-1}] * \Delta position[mm]$

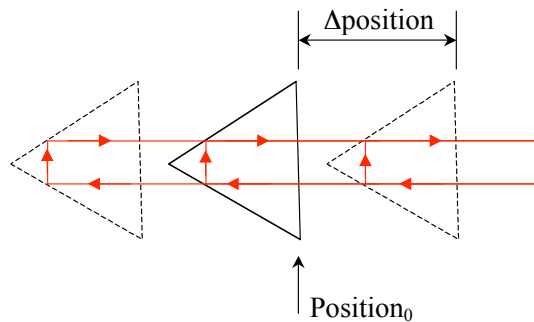


Figure III-18 Illustration du déplacement du coin de cube

La Figure III-19 montre des exemples de relevés obtenus à l'aide d'un détecteur rapide et d'un oscilloscope rapide.

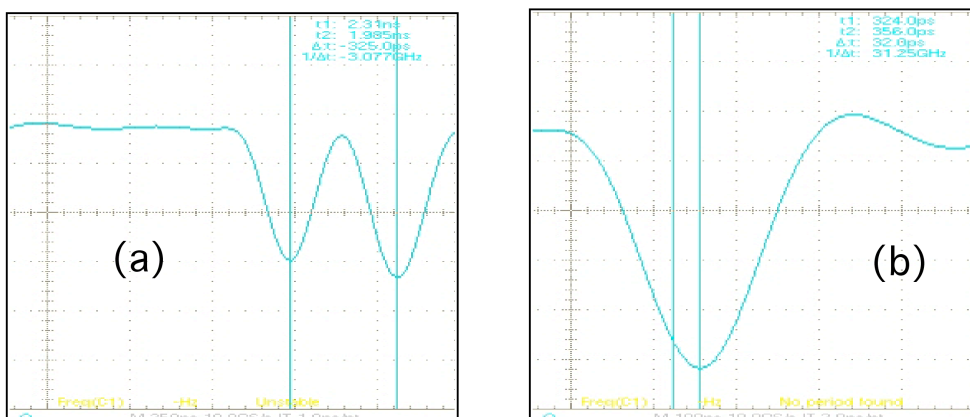


Figure III-19 Exemples de décalages pompe - sonde obtenus

(a) pompe et sonde résolues et (b) pompe et sonde presque synchrones, à la précision de l'appareil de mesure près.

Sur le relevé (a), la pompe et la sonde sont très espacées (de l'ordre de 325 ps), on peut les distinguer l'une de l'autre. Lorsque la pompe et la sonde sont plus proches (par exemple sur le relevé (b) $\Delta t=32\text{ps}$), on 'mémorise', à l'aide d'un curseur vertical placé à l'extrémum du signal, la position de la pompe, la sonde étant coupée. On coupe ensuite la pompe et on utilise un deuxième curseur vertical pour désigner la sonde. Pour ces mesures, le déclenchement de l'oscilloscope est bien entendu réalisé à l'aide d'une voie extérieure.

On effectue différents relevés pour diverses positions temporelles de la pompe, on peut ensuite effectuer un ajustement linéaire de pente fixée (car connue) sur les points expérimentaux obtenus (Figure III-20).

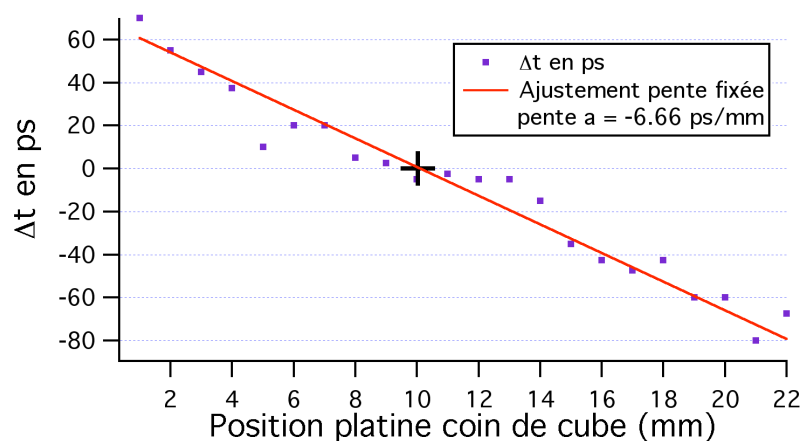


Figure III-20 Décalage pompe-sonde en fonction de la position du coin de cube

On trouve alors, à l'aide de l'ajustement linéaire, en première approximation le retard 'zéro'. Néanmoins du fait du montage expérimental, notamment du positionnement du détecteur rapide à la place de l'échantillon, et des résolutions du détecteur et de l'oscilloscope, on ne trouve qu'un ordre de grandeur de cette position (à environ 0,5mm près). Néanmoins cette dernière est suffisante pour obtenir l'effet physique désiré, elle est ensuite réajustée lors de nos expériences en maximisant cet effet physique considéré (contraste des interférences, signal conjugué mesuré, ...).

Comme nous le verrons ensuite avec les résultats expérimentaux obtenus, cette platine de translation permet également d'observer très facilement l'effet de la pompe lorsque celle-ci n'est pas synchrone avec la sonde, c'est-à-dire lorsqu'elle est en avance ou en retard par rapport à la sonde sur l'échantillon.

III.3.2.3 Interférences sur la réflectivité conjuguée en phase de l'onde signal

Au cours des expériences de mélange à quatre ondes réalisées sur le cristal photonique composé de couches de CdMnTe/CdMgTe, nous avons observé des interférences entre le signal conjugué en phase et la pompe diffusée par l'échantillon.

Ces faisceaux sont cohérents temporellement, leur temps de cohérence est égal à la durée de l'impulsion, et de plus, les faisceaux pompe et sonde sont superposés précisément à la fois spatialement et temporellement (en maximisant le signal conjugué). Le signal de la pompe diffusée est partiellement filtré grâce à la fibre à maintien de polarisation, cependant le filtrage ne peut pas être parfait et une fine part de lumière diffusée dans l'angle d'ouverture numérique de la fibre passe dans celle-ci. Cette lumière 'pompe diffusée' est cohérente spatialement avec le faisceau conjugué en phase : la pompe diffusée récupérée et le signal conjugué en phase interfèrent alors sur le détecteur.

D'autre part, le faisceau pompe et le faisceau sonde suivent deux chemins différents (avec deux bras de plus d'un mètre de long chacun, dont un se propageant dans une fibre), le déphasage entre les deux varie donc pendant le temps d'acquisition des mesures, conduisant ainsi aux fluctuations du signal détecté, comme on peut le voir sur la Figure III-21.

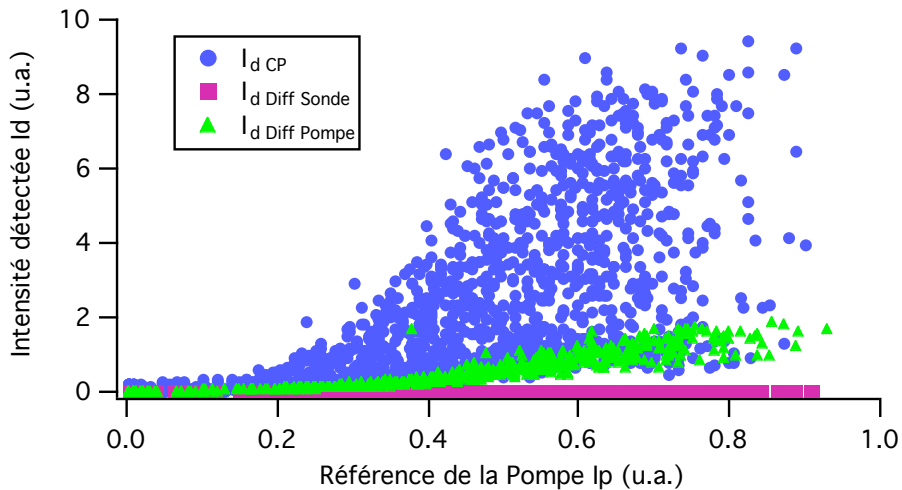


Figure III-21 Intensité du signal Conjugué en fonction de l'intensité de la Pompe

$I_{d PC}$: Intensité du Signal Conjugué en phase (points)
 $I_{d Diff Sonde}$: Intensité de la Sonde diffusée (carrés)
 $I_{d Diff Pompe}$: Intensité de la Pompe Diffusée (triangles)

Cependant, malgré les fortes fluctuations du signal détecté, l'information attendue est facilement extraite.

En effet, on sait que l'énergie de la sonde est proportionnelle à celle de la pompe et peut s'écrire $E_s = k.E_p$ avec $k = \text{constante}$.

Le signal conjugué détecté peut alors s'écrire :

$$I_d = |aE_p + \chi_{\text{eff}}^{(3)} E_s E_p^2 e^{i\phi}|^2 \quad (\text{III.3})$$

$$I_d = |aE_p + k\chi_{\text{eff}}^{(3)} E_p^3 e^{i\phi}|^2 = a^2 I_p + k^2 \chi_{\text{eff}}^{(3)2} I_p^3 + 2ak\chi_{\text{eff}}^{(3)} I_p^2 \cos\phi \quad (\text{III.4})$$

Où E_p désigne l'amplitude du faisceau pompe d'intensité I_p . Le signal diffusé a une intensité $a^2 I_p$, l'intensité du faisceau conjugué en phase est $k^2 \chi_{\text{eff}}^{(3)2} I_p^3$, avec $\chi_{\text{eff}}^{(3)2}$ le coefficient non linéaire effectif que nous souhaitons mesurer (on utilise le fait que l'intensité de la sonde est proportionnelle à l'intensité de la pompe). Enfin ϕ est la variation de phase du faisceau conjugué.

Bien sûr, compte tenu des fluctuations du montage expérimental, le déphasage ϕ fluctue de façon aléatoire dans le temps, le signal détecté varie donc entre deux valeurs extrêmes qui, si a et k sont supposés réels, vaut :

$$I_{d_MAX} = a^2 I_p + k^2 \chi_{\text{eff}}^{(3)2} I_p^3 + 2ak\chi_{\text{eff}}^{(3)} I_p^2 \quad \text{et} \quad I_{d_min} = a^2 I_p + k^2 \chi_{\text{eff}}^{(3)2} I_p^3 - 2ak\chi_{\text{eff}}^{(3)} I_p^2 \quad (\text{III.5})$$

Et donc :

$$I_{d_moyen} = a^2 I_p + k^2 \chi_{\text{eff}}^{(3)2} I_p^3 \quad (\text{III.6})$$

Le coefficient k étant connu (il est déterminé essentiellement par la lame séparatrice L=50/50), la seule inconnue est le coefficient de diffusion a . Celui-ci peut être facilement mesuré en coupant le faisceau sonde (avant la séparatrice qui permet l'extraction du faisceau conjugué en phase). Le faisceau conjugué sera alors coupé, mais pas la pompe diffusée, le signal détecté est alors égal à $a^2 I_p$.

D'autre part, on constate que l'énergie de la pompe fluctue fortement, cela est dû aux fluctuations naturelles du laser. Ainsi, pour extraire $\chi_{\text{eff}}^{(3)2}$, les données expérimentales sont classées dans des boîtes d'énergies I_p croissantes, puis nous calculons la valeur moyenne de I_d et I_p dans chaque boîte afin de déduire :

$$a^2 = \frac{\langle I_{d_Diff_Pompe} \rangle}{\langle I_{p_Diff_Pompe} \rangle} \quad \text{et} \quad \chi_{\text{eff}}^{(3)2} = \frac{\langle I_{d_CP} \rangle - a^2 \langle I_{p_CP} \rangle}{k^2 \langle I_{p_CP} \rangle} \quad (\text{III.7})$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne de toutes les données dans la boîte choisie.

$I_{d_Diff_Pompe}$ et $I_{p_Diff_Pompe}$ sont mesurées sans le faisceau sonde, I_{d_CP} et I_{p_CP} avec le faisceau sonde incident sur l'échantillon [Träger 05].

Typiquement, une boîte contient environ une centaine de points expérimentaux, ce qui permet d'obtenir des moyennes très significatives. D'autre part, le temps d'acquisition de ces points, typiquement de l'ordre de 3000 points à 10Hz soit 300s, est suffisamment long pour que l'excursion de la phase ϕ permette de remplir aléatoirement toute la zone située entre I_{d_max} et I_{d_min} .

La Figure III-22 montre un exemple du traitement que l'on obtient :

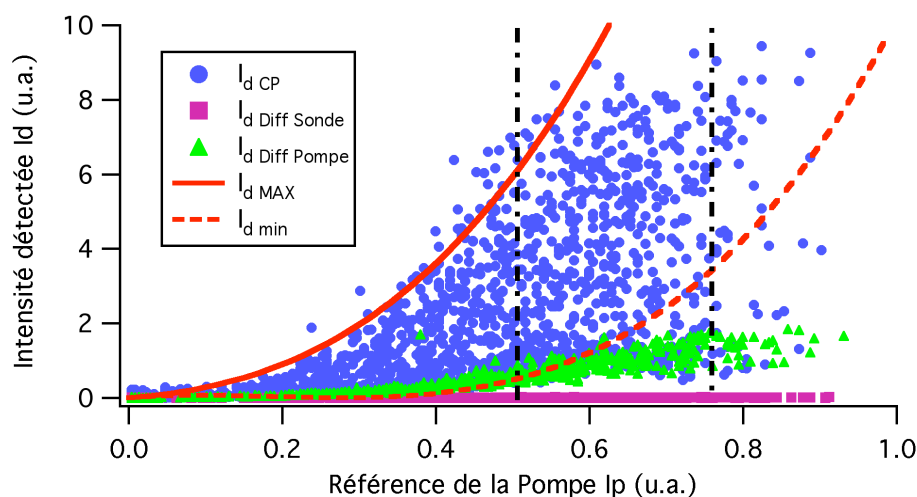


Figure III-22 Exemple de traitement sur Signal Conjugué

On observe bien les fluctuations du signal conjugué détecté (points •). Les branches min (--) et MAX (—) d'une boîte de forte énergie (délimitée par les pointillés verticaux) sont aussi représentées.

III.3.2.4 Interférences sur la réflectivité non linéaire de la sonde

Lors de nos mesures de réflectivité non linéaire sur l'échantillon composé des couches d'AlGaAs/AlOx, nous avons été confronté à des interférences entre la sonde réfléchie et la pompe diffusée sur l'échantillon. En effet, la pompe est légèrement plus grande que l'échantillon et ce dernier ne présente pas des flancs abruptes (Figure III-23). En effet, la gravure sèche des 4.5 microns de l'échantillon a fini par grignoter la paire du haut avant d'atteindre complètement la paire du bas d'où cet aspect arrondi des plots. Cela entraîne alors l'apparition de diffusion pour les rayons lumineux atteignant ces bords.

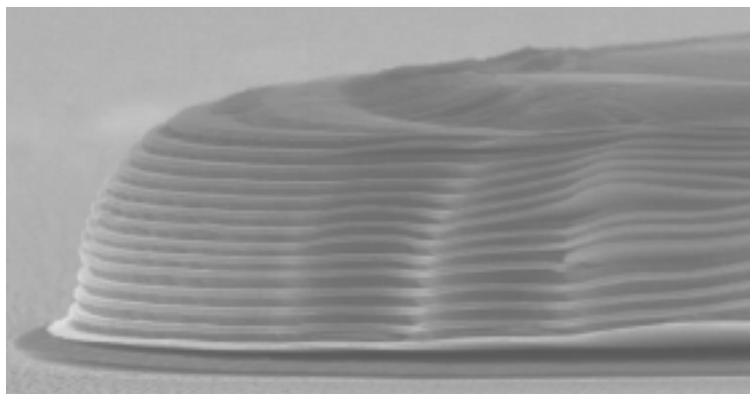


Figure III-23 Image MEB de l'échantillon AlGaAs/AIOx (LPN)

La photodiode InGaAs mesurant la réflectivité de la sonde mesure alors des interférences entre la sonde réfléchiée et la pompe diffusée. Le déphasage entre ces deux faisceaux n'est pas constant du fait des vibrations des différents miroirs mais pas suffisamment aléatoire pour couvrir toute l'excursion des déphasages (de 0 à 2π), la fibre auparavant responsable de l'essentiel du déphasage ayant été supprimée.

Nous avons tout d'abord introduit un dispositif composé d'un doublet focalisant l'image du plot sur un trou. Malgré ce dispositif, qui réduisait néanmoins considérablement la diffusion de la pompe, nous obtenions des courbes particulièrement difficiles à exploiter (Figure III-24).

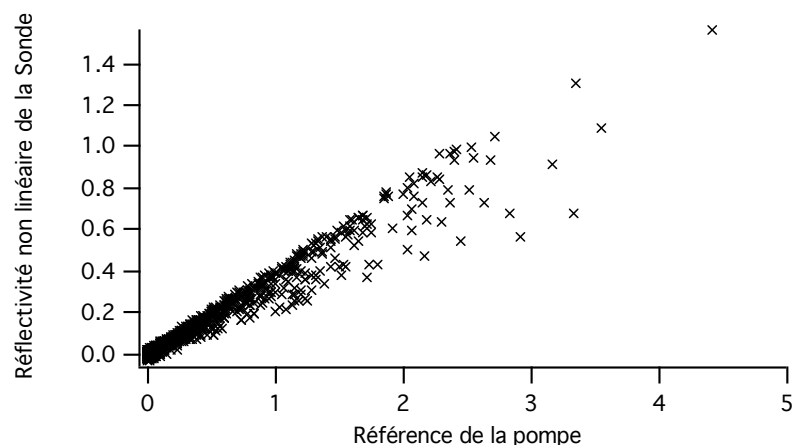


Figure III-24 Interférences entre Sonde non linéaire réfléchiée et diffusion de la pompe

Nous avons alors placé le dernier miroir de renvoi de la pompe sur une cale piézo-électrique. Nous souhaitons obtenir ainsi une excursion plus uniforme des interférences afin d'effectuer les traitements nécessaires à l'analyse des données.

III.3.2.4.1 Histogramme d'interférences obtenues pour des tirs du laser d'énergies aléatoires

Nous souhaitons connaître la répartition théorique attendue des points expérimentaux obtenus pour des interférences produites à partir d'un laser dont l'énergie varie aléatoirement. L'intensité mesurée est de la forme $I = a + b \cdot \cos(\varphi)$ avec φ variant entre 0 et 2π . Dans cette expression, a représente la somme des intensités sonde réfléchiée et pompe diffusée et b tient compte de l'amplitude de modulation des interférences.

On en déduit facilement que $I_{MAX} = a + b$ et $I_{min} = a - b$.

On détermine ensuite 10 boîtes d'intensité de largeur $\Delta I = (I_{max} - I_{min})/10$, comme on peut le voir sur la Figure III-25.

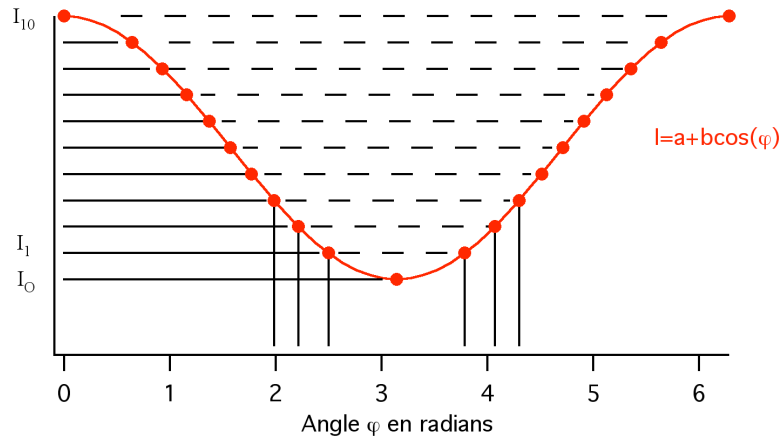


Figure III-25 Répartition des boîtes en intensité

Chaque boîte d'intensité $I(n)$ est donc définie telle que :

$$I(n) = I_{min} + \underbrace{(I_{MAX} - I_{min})}_{pas} * \frac{n}{10} \text{ avec } n \text{ variant entre 1 et 10.}$$

On souhaite connaître la répartition N_n en pourcentage qu'auraient des points expérimentaux de déphasage φ aléatoire à l'intérieur de chacune de ces 10 boîtes. On sait que $\cos(\varphi_n)$ varie entre -1 et 1 de telle façon que : $\cos(\varphi_n) = \frac{2n}{10} - 1$. On obtient donc :

$$\varphi_n = \arccos\left(\frac{n}{5} - 1\right) \tag{III.8}$$

On peut ainsi en déduire :

$$N_n = \frac{\int_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} a + b \cdot \cos(\varphi) \cdot d\varphi + \int_{\varphi_n + \pi}^{\varphi_{n+1} + \pi} a + b \cdot \cos(\varphi) \cdot d\varphi}{\int_0^{2\pi} a + b \cdot \cos(\varphi) \cdot d\varphi}$$

$$N_n = \frac{a[\varphi]_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} + b[\sin(\varphi)]_{\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} + a[\varphi]_{\varphi_n+\pi}^{\varphi_{n+1}+\pi} + b[\sin(\varphi)]_{\varphi_n+\pi}^{\varphi_{n+1}+\pi}}{a[\varphi]_0^{2\pi} + b[\sin(\varphi)]_0^{2\pi}}$$

En posant $\Delta\varphi_n = \varphi_{n+1} - \varphi_n$, on obtient aisément :

$$N_n = \frac{\Delta\varphi_n}{\pi} \tag{III.9}$$

La répartition des points expérimentaux devrait donc suivre l'histogramme représenté sur la Figure III-26 et calculé à l'aide de l'équation précédente. On constate grâce à cet histogramme que l'on doit obtenir beaucoup plus de points aux faibles et aux fortes énergies.

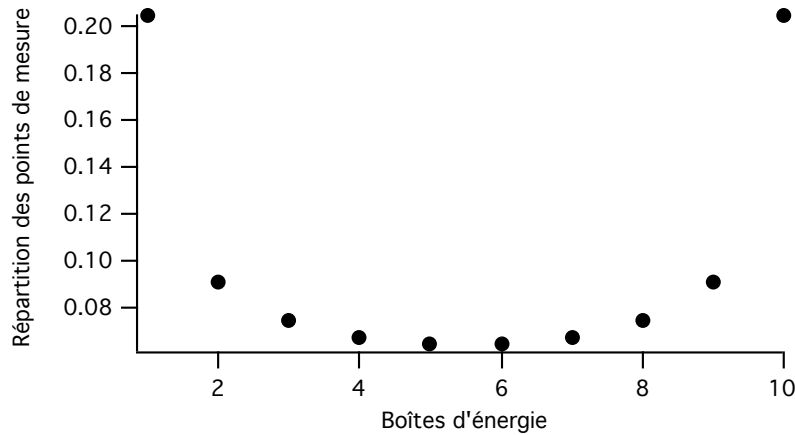


Figure III-26 Histogramme théorique d'interférences obtenues à l'aide d'un laser dont l'énergie varie aléatoirement

III.3.2.4.2 Comparaison entre histogramme théorique et points expérimentaux

Sans la cale piézo-électrique, nous obtenions des points expérimentaux non homogènes, comme on peut le voir sur la Figure III-27 et sur l'histogramme correspondant montré sur la Figure III-28.

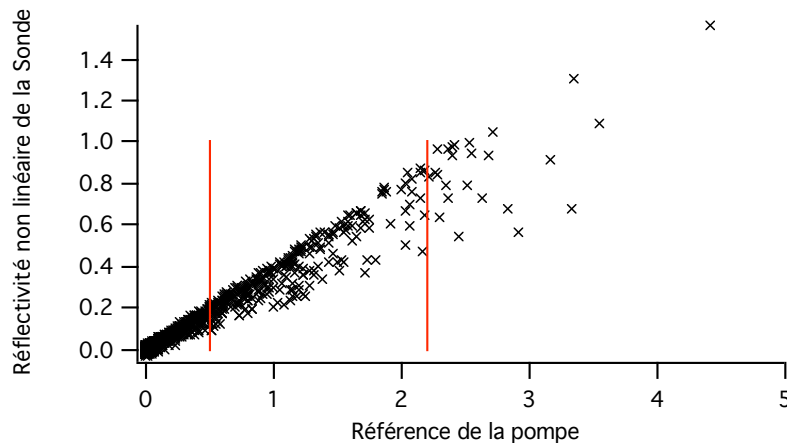


Figure III-27 Courbe expérimentale des points de mesure (sans cale piézo-électrique)

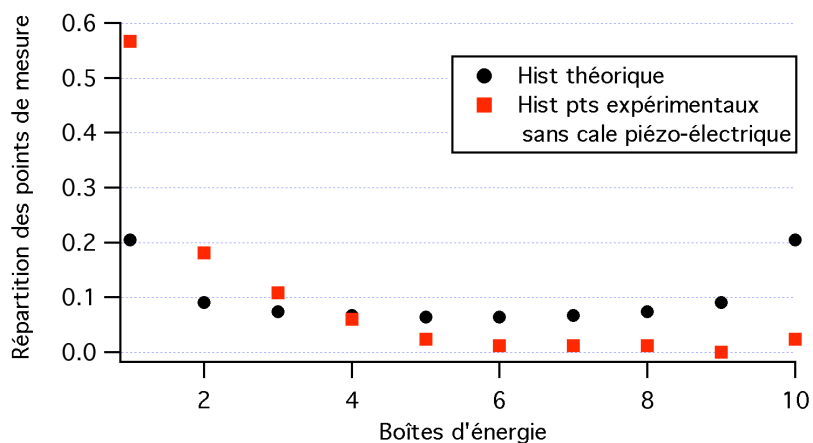


Figure III-28 Histogramme correspondant aux points expérimentaux précédents (sans cale piézo-électrique)

Si la cale piézo-électrique assure bien un balayage aléatoire et complet alors nous retrouvons un histogramme identique à cet histogramme théorique (voir Figure III-29).

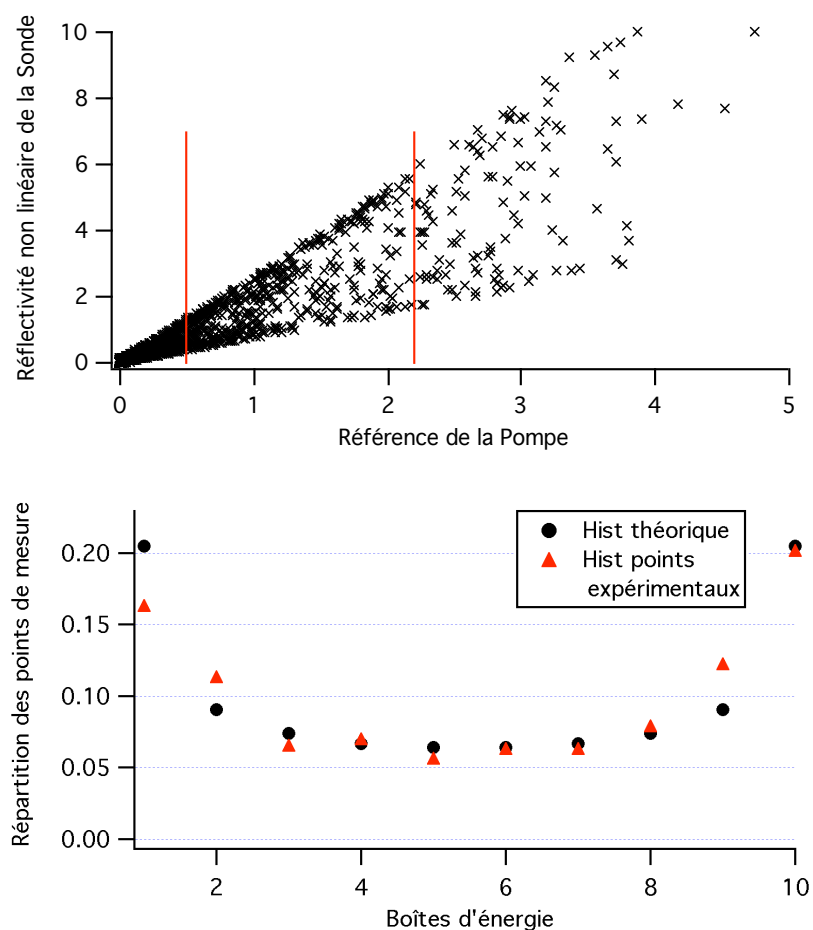


Figure III-29 Courbe expérimentale des points de mesure et histogramme correspondant (avec cale piézo-électrique)

On observe la très nette amélioration apportée par la cale piézo-électrique, la répartition des points expérimentaux est répartie de façon beaucoup plus uniforme et suit très bien l'histogramme théorique, avec un net accroissement de la densité de mesure sur les deux pentes extrémales.

À partir des pentes minimale et maximale déterminées expérimentalement (Figure III-30), on peut alors déduire une valeur de la pente moyenne et donc la valeur de la réflectivité non linéaire de la sonde (ie en présence de la pompe) :

$$\text{Réflectivité}_{NL_Sonde} \propto \frac{\text{Pente}_{\min} + \text{Pente}_{\text{MAX}}}{2} \quad (\text{III.10})$$

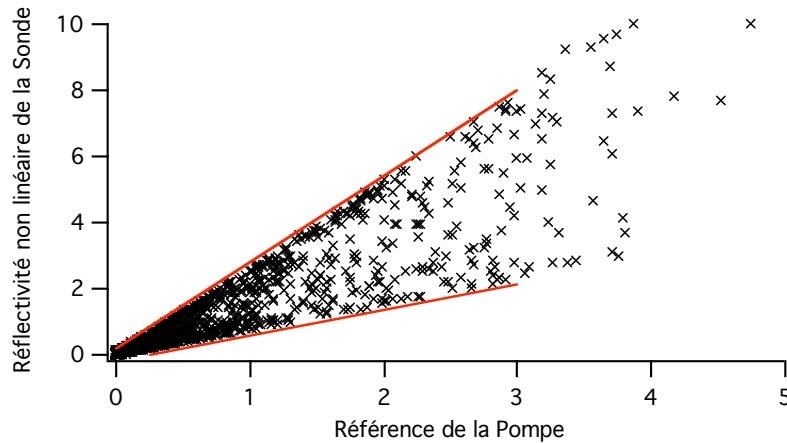


Figure III-30 Détermination des pentes min et MAX de la réflectivité non linéaire de la sonde (avec cale piézo-électrique)

III.3.2.4.3 Autocorrélation de l'impulsion

D'autre part, à l'aide du contraste des interférences en fonction du retard de la pompe, c'est-à-dire en mesurant l'amplitude des ciseaux, on peut retrouver l'autocorrélation de l'impulsion. Pour cela, nous avons modélisé les interférences obtenues entre la pompe diffusée d'amplitude $E_{diff}(t-\tau)$ et la sonde réfléchiée d'amplitude $E_R(t)$, τ étant le retard de la sonde sur la pompe.

Si on suppose $E_R(t)$ et $E_{diff}(t-\tau)$ réels alors l'intensité reçue par la photodiode d'analyse est de la forme :

$$I_{\text{det}}(t - \tau) = |E_R(t) + E_{\text{diff}}(t - \tau)e^{i\phi}|^2 \quad (\text{III.11})$$

$$I_{\text{det}}(t - \tau) = |E_R(t)|^2 + |E_{\text{diff}}(t - \tau)|^2 + 2E_R(t)E_{\text{diff}}(t - \tau)\cos(\phi)$$

Le signal reçu par la photodiode est intégré sur la durée de l'impulsion, d'où :

$$S_{\text{det}}(\tau, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} (|E_R(t)|^2 + |E_{\text{diff}}(t - \tau)|^2) dt + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} E_R(t)E_{\text{diff}}(t - \tau)\cos(\phi) dt \quad (\text{III.12})$$

Nous avons utilisé un contraste normalisé, d'où :

$$\text{Contraste} = \frac{S_{\text{det}}(\tau, 0) - S_{\text{det}}(\tau, \pi)}{S_{\text{det}}(\tau, 0) + S_{\text{det}}(\tau, \pi)} \quad (\text{Contraste} = 1 \text{ pour } \tau = 0 \text{ et } E_R(0) = E_{\text{diff}}(0)) \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$\begin{cases} S_{\text{det}}(0) = I_{\text{MAX}} \\ S_{\text{det}}(\pi) = I_{\text{min}} \\ S_{\text{det}}(\pi/2) = M_{\text{moyen}} \end{cases}$$

Pour des impulsions pompe et sonde de profils gaussiens avec $E_j(t') = E_j(0) * \exp\left(-t'^2 / 2\sigma^2\right)$ et $j=R, \text{diff}$ on obtient :

$$\text{Contraste}(\tau) = \frac{2 \int_{-\infty}^{+\infty} E_R(t)E_{\text{diff}}(t - \tau) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_R(t)|^2 dt + \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{diff}}(t - \tau)|^2 dt} = C_0 \frac{e^{-\frac{\tau^2}{4\sigma^2}} \sigma \sqrt{\pi}}{\sigma \sqrt{\pi}} = C_0 e^{-\frac{\tau^2}{4\sigma^2}} \quad (\text{III.14})$$

Avec $C_0 = 2E_R(0)E_{\text{diff}}(0) / (E_R^2(0) + E_{\text{diff}}^2(0))$

Cependant, ceci est vrai pour des ondes planes totalement cohérentes. En pratique, ce n'est pas le cas, en particulier à cause des phénomènes de tavelure liés à la diffusion. Il faut alors introduire un facteur η dans l'équation d'interférence :

$$I_{\text{det}} = |E_R|^2 + |E_{\text{diff}}|^2 + 2E_R E_{\text{diff}} \eta \cos(\phi) \quad (\text{III.15})$$

$$\text{Contraste} = \eta \cdot C_0 \cdot e^{-\frac{\tau^2}{4\sigma^2}} \quad (\text{III.16})$$

Le contraste maximum obtenu pour $\tau = 0$ dépend du rapport des intensités réfléchies (E_R^2) et diffusées (E_{diff}^2). Or ce rapport peut varier au cours de l'expérience. Pour s'affranchir de cet

inconvenient, on normalise le contraste par la quantité $2E_R(0)E_{diff}(0)/(E_R^2(0) + E_{diff}^2(0))$ qui est mesurable expérimentalement dans des expériences de mesure de la diffusion de la pompe sans sonde et de la réflectivité de la sonde sans pompe. On s'intéresse alors à la dépendance temporelle de la cohérence spatio-temporelle $C_{ST}(\tau) = \eta \cdot \exp(-\tau^2/4\sigma^2)$. On peut alors déterminer η à partir du contraste maximum obtenu lorsque les impulsions pompe et sonde sont synchrones : $\eta=0.68$. Ce résultat montre que le filtrage de la diffusion n'est pas réduit à un seul grain de 'speckle' mais que ce filtrage est néanmoins plutôt bon.

Pour illustrer ce phénomène, la Figure III-31 montre la cohérence C_{ST} obtenue quand on fait varier le retard τ entre les deux impulsions. La valeur de la cohérence est obtenue pour chaque point par le rapport du contraste des interférences entre diffusion de la pompe et réflectivité de la sonde ($[Pente_{MAX} - Pente_{min}]/[Pente_{MAX} + Pente_{min}]$) et de celui estimé à partir de

$$\text{mesures sans pompe} \left(\frac{\left[\left(\sqrt{Pente_{lin}} + \sqrt{Pente_{diff}} \right)^2 - \left(\sqrt{Pente_{lin}} - \sqrt{Pente_{diff}} \right)^2 \right]}{\left[\left(\sqrt{Pente_{lin}} + \sqrt{Pente_{diff}} \right)^2 + \left(\sqrt{Pente_{lin}} - \sqrt{Pente_{diff}} \right)^2 \right]} \right)$$

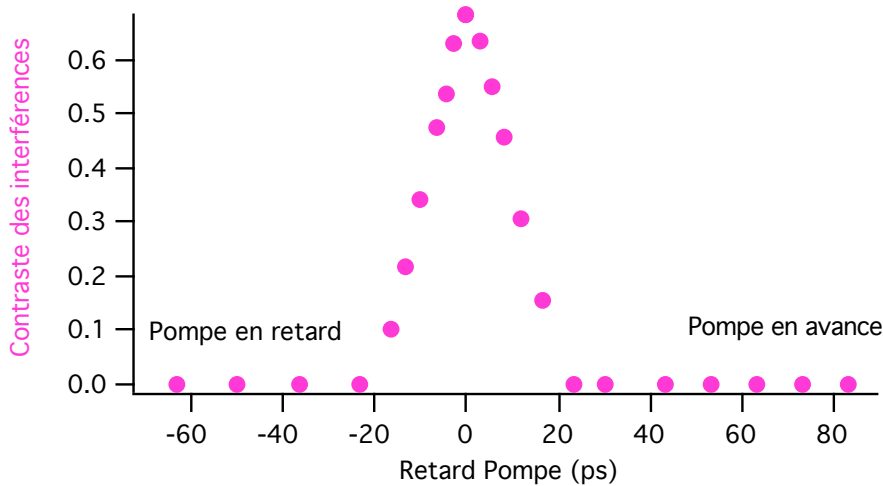


Figure III-31 Contraste des interférences

La Figure III-32 illustre l'autocorrélation (a) et montre un fit de la courbe de la Figure III-31 pour $\eta=0,68$ et une durée à $1/e$ de 17ps pour les impulsions pompe et signal, confirmant ainsi la durée des impulsions.

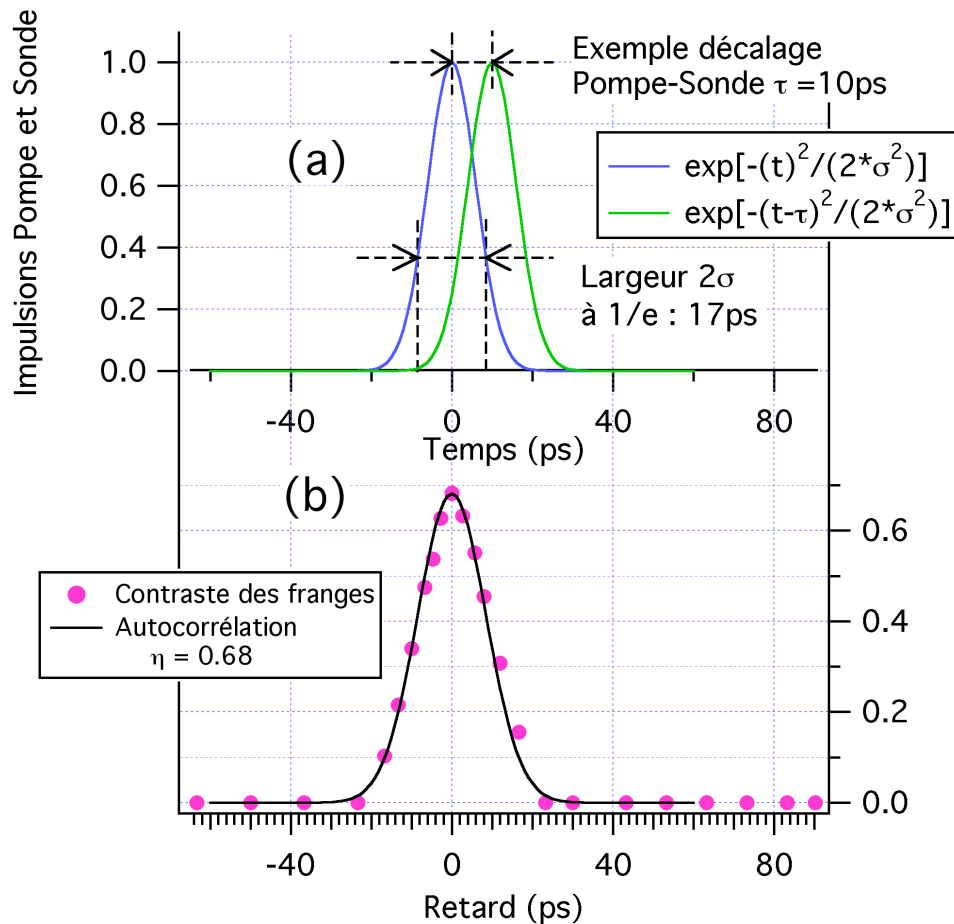


Figure III-32 Autocorrélation et durée d'impulsion

Il est à noter que cette mesure de la cohérence des interférences, et plus particulièrement la détermination de la position du maximum de ces interférences, peut permettre d'ajuster précisément le retard entre la pompe et la sonde.

III.3.2.5 Fragilité du cristal photonique III-V

Lors des différentes expériences que nous avons menées sur le cristal photonique III-V composé d'empilements de couches AlGaAs/AlOx nous avons été confrontés à différentes difficultés techniques. Nous avons vu au paragraphe III.3.2.1 la première difficulté rencontrée liée à la faible dimension des plots. Nous avons par la suite également été confrontés à la fragilité de ces derniers. En effet, au cours de certaines expériences de mesure de réflectivité, nous avons observé une chute de réflectivité plus ou moins importante mais irréversible de la part du plot étudié. Nous avons alors observé l'allure de différents plots à l'aide d'un

microscope à force atomique (AFM). La Figure III-33 montre une photo réalisée à l'aide d'une caméra d'un échantillon n'ayant jamais servi ainsi qu'une image AFM de ce plot. Cette image AFM du plot nous permet d'observer les différentes couches ainsi que l'aspect du plot. Celui-ci ne présente pas de défaut particulier et constitue une référence.

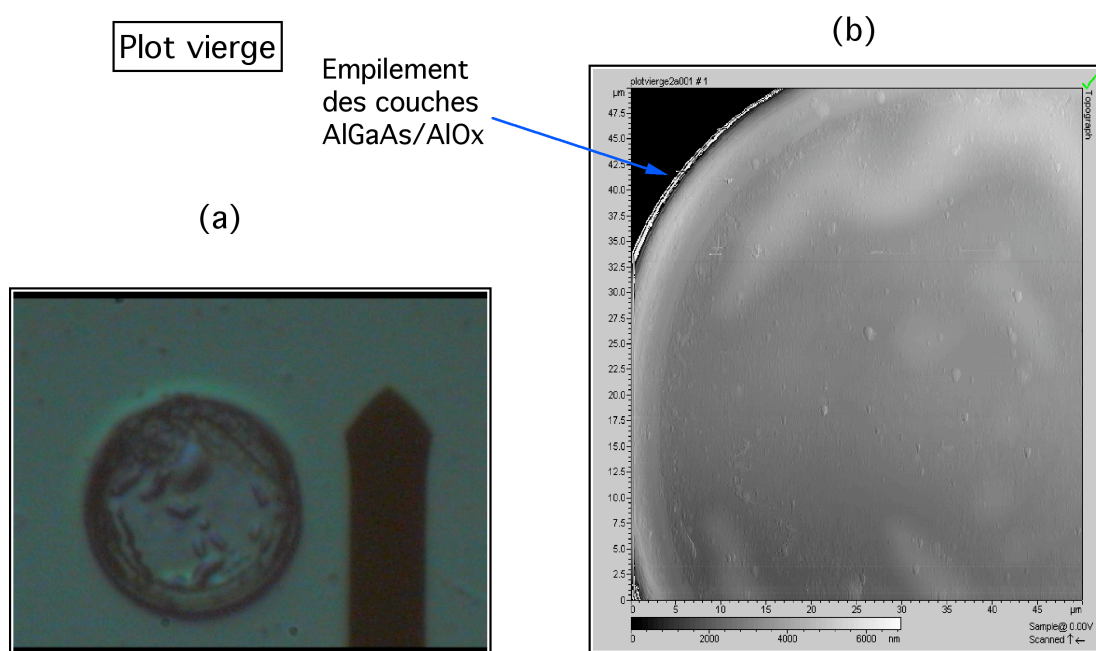


Figure III-33 Images d'un plot vierge (jamais utilisé)

- (a) Photo du plot à l'aide d'une caméra CCD (Mireille Cuniot-Ponsard)
- (b) Image AFM du plot (Mireille Cuniot-Ponsard)

Nous avons procédé de la même façon avec un échantillon endommagé, c'est-à-dire avec un plot dont la réflectivité non linéaire (en présence de pompe) avait brusquement chuté au cours d'une expérience. La Figure III-34 présente les images obtenues. On constate alors sur l'image (b) que le faisceau de pompe a sérieusement endommagé la structure. En effet, comme on peut le voir grâce à la coupe verticale représentée sur la figure (c), le faisceau de pompe a véritablement fait éclater et ôté des morceaux des couches composant l'empilement du cristal photonique. Ce plot, de part la rugosité alors introduite et de part le manque de couches réfléchissantes, ne peut ainsi plus conserver sa réflectivité initiale. Ceci explique donc la chute de réflectivité que nous avons observée sur cet échantillon au cours d'une expérience.

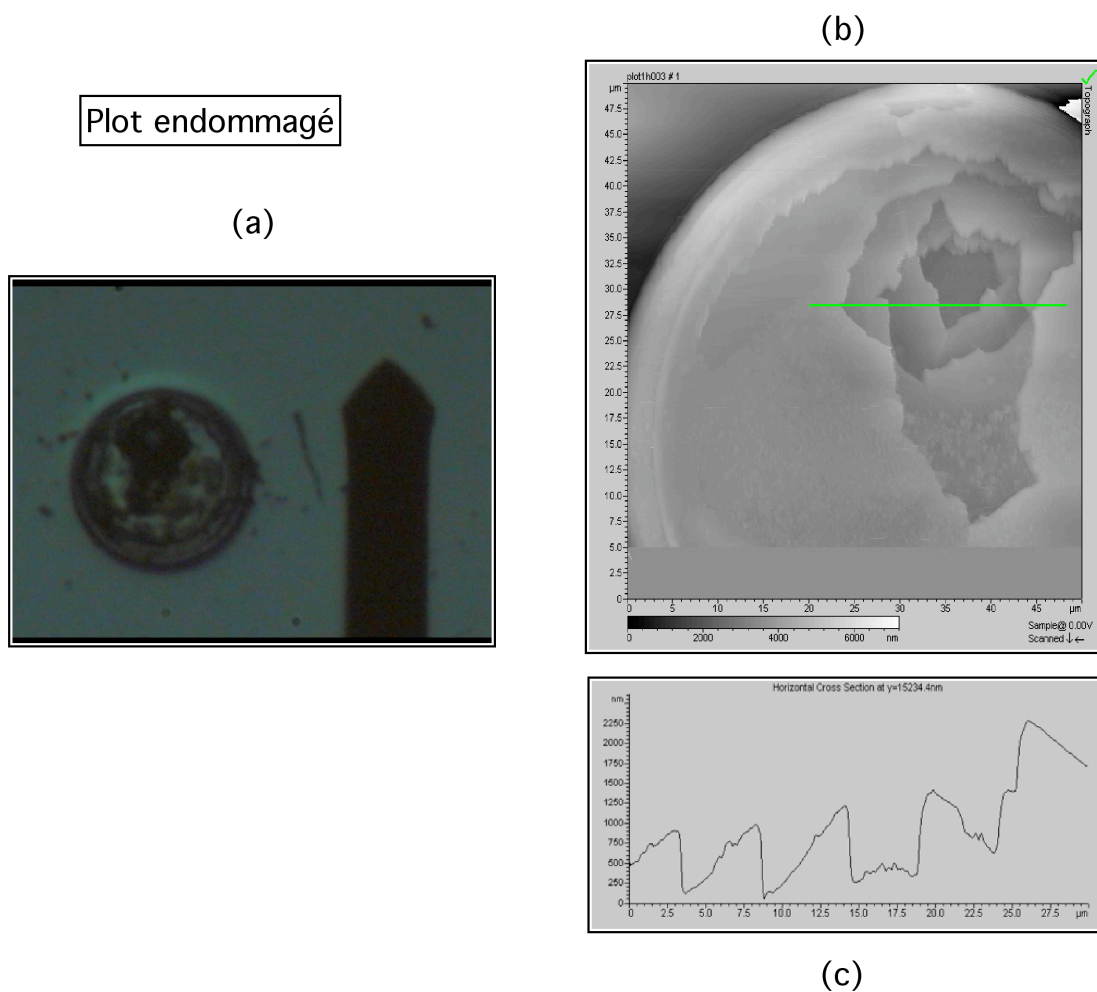


Figure III-34 Images d'un plot endommagé (forte chute de réflectivité)

(a) Photo du plot à l'aide d'une caméra CCD (Mireille Cuniot-Ponsard)

(b) Image AFM du plot (Mireille Cuniot-Ponsard)

(c) Coupe verticale du défaut (Mireille Cuniot-Ponsard)

La Figure III-35 présente enfin différentes images du plot ayant servi aux expériences non linéaires présentées au *Chapitre IV*. Après plusieurs mesures ultérieures, nous avons constaté une légère diminution de la réflectivité de ce plot. On constate, grâce à l'image AFM (b) et aux coupes (c) et (d) que le plot commence à être altéré, un défaut de forme identique à celui observé sur la Figure III-34 commence à se former.

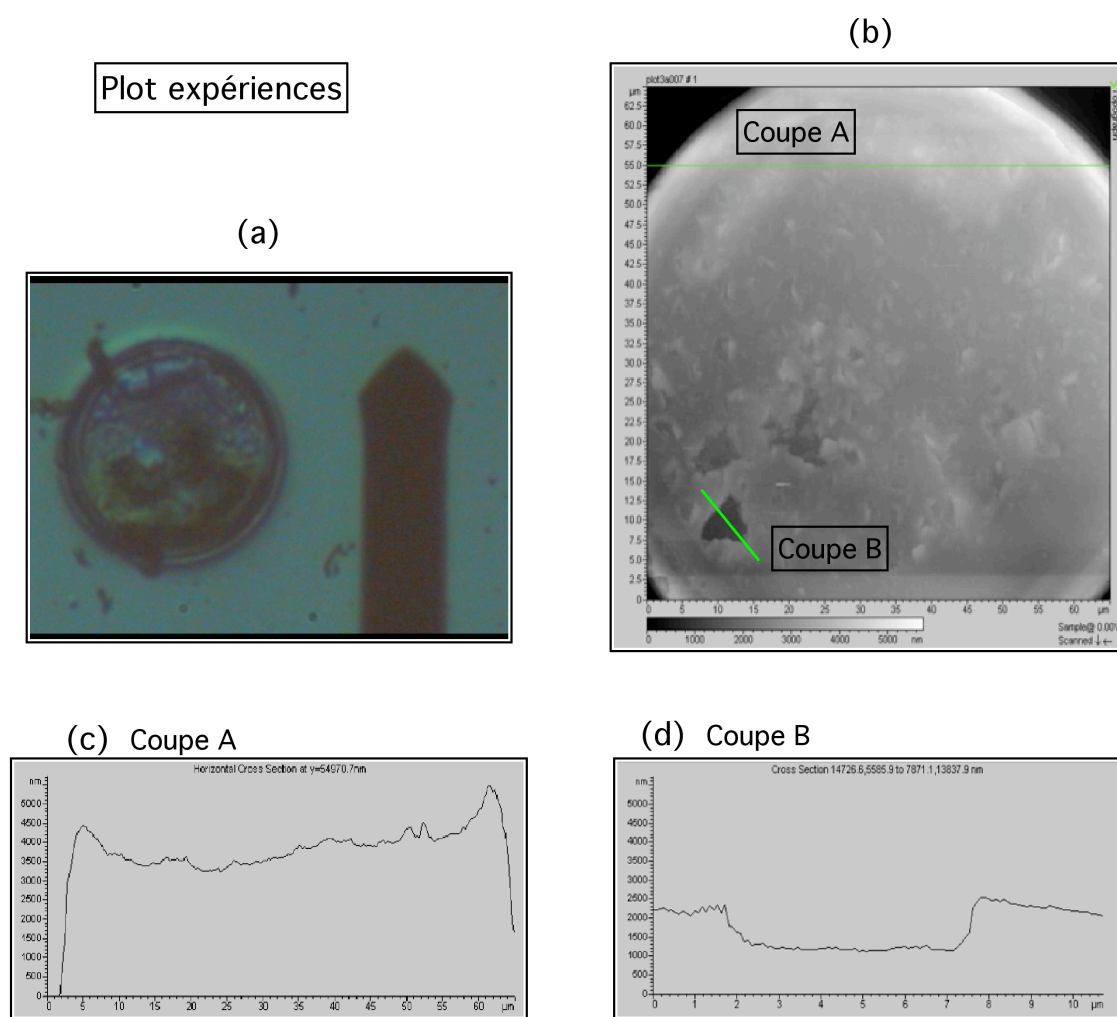


Figure III-35 Images du plot de mesures

- (a) Photo du plot à l'aide d'une caméra CCD (Mireille Cuniot-Ponsard)
- (b) Image AFM du plot (Mireille Cuniot-Ponsard)
- (c) Coupe verticale d'une zone non abîmée (Mireille Cuniot-Ponsard)
- (d) Coupe verticale du défaut naissant (Mireille Cuniot-Ponsard)

Ces différentes observations nous ont ainsi permis d'observer les dommages induits par un faisceau lumineux trop intense et d'expliquer les chutes de réflectivités que nous avons alors observées. Un faisceau de pompe intense étant nécessaire à l'existence des phénomènes non linéaires que nous souhaitons observer, un compromis devra alors être trouvé pour la puissance du faisceau de pompe afin de ne pas détériorer les échantillons.

Conclusion

Ce chapitre concernant le dispositif expérimental utilisé au cours de ce travail de thèse a permis de présenter tout d'abord la source laser accordable complexe que nous avons utilisée. Nous avons ainsi pu détailler son principe de fonctionnement et les performances qu'elle permet d'obtenir. Cette dernière nous a ainsi permis d'étudier spectralement et temporellement nos échantillons autour de plages de longueurs d'onde très différentes (695 et 1450nm).

Ce chapitre a également permis de présenter les caractéristiques des deux échantillons que nous avons étudiés au cours de ce travail de thèse. Les deux échantillons que nous avons étudiés sont composés de matériaux semi-conducteurs issus de familles différentes (II-VI et III-V), ils possèdent donc des caractéristiques différentes qui laissent présager de performances diverses.

Les méthodes de fabrication des échantillons ont été abordées, ce qui a notamment permis de mieux comprendre leurs géométries ainsi que les difficultés techniques de mesures qu'elles avaient engendré (tailles des plots du cristal AlGaAs/AlOx par exemple).

Nous avons également décrit les nombreuses techniques de mesures que nous avons mis au point pour palier aux difficultés techniques liées aux expériences réalisées, que ce soit des techniques pratiques (filtrage spatial, ajustement du retard de la pompe) ou des techniques numériques (traitement des données à l'aide de boîtes d'énergie par exemple).

Nous avons enfin présenté les limites des échantillons composés des empilements AlGaAs/AlOx. En effet, une forte énergie de pompe est nécessaire aux effets non linéaires mais un compromis doit cependant être trouvé afin de ne pas détériorer le cristal photonique.

IV. Résultats expérimentaux et comparaisons avec les calculs théoriques

Nous avons réalisé diverses expériences sur les deux cristaux photoniques 1D décrits dans le *Chapitre III*. Nous présentons dans ce chapitre les différents résultats que nous avons obtenus lors des expériences que nous avons menées. Ces dernières ont été conduites dans le but de démontrer l'exaltation des non-linéarités grâce à la structuration des matériaux. Nous présentons également pour chacun des deux cristaux une simulation permettant de comparer les performances attendues et celles obtenues.

IV.1 Cristal photonique composé de matériaux II-VI

Le premier cristal photonique dont nous disposions était composé de matériaux II-VI. Le détail de cette structure, réalisée par Régis André au Laboratoire de Spectrométrie Physique, a été présenté au *Chapitre III*. On rappelle néanmoins, qu'il s'agit d'un cristal photonique sans défaut, composé d'alternances de couches de $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}/\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$ (30 paires), déposé sur un miroir de Bragg composé des mêmes matériaux mais d'épaisseurs différentes (20 paires). Cet échantillon a été conçu pour avoir un bord de bande interdite photonique situé à 692,2 nm, dans la zone de transparence (juste en dessous de la bande interdite électronique) des couches de CdMnTe utilisées, ceci dans le but d'obtenir les plus fortes non linéarités possibles tout en conservant une très grande transparence.

Nous allons présenter les expériences que nous avons conduites et les résultats que nous avons alors obtenus.

IV.1.1 Réflectivité linéaire

Nous disposions d'un spectre de réflectivité linéaire de la structure mesuré par Régis André au Laboratoire de Spectrométrie Physique. Néanmoins, du fait notamment de l'angle que nous imposons sur la sonde, nous avons également mesuré le spectre de réflectivité linéaire de cette structure. Cette mesure a été réalisée pour un angle de la sonde de 6° . La Figure IV-1 permet de comparer les différents spectres de réflectivité linéaire : ceux que nous avons modélisé pour des incidences de 0 et 6° (traits noirs sur la figure (a)), celui mesuré par Régis André au

LSP (trait noir sur la figure (b)) et enfin celui que nous avons mesuré (trait clair sur les figures (a) et (b)). On notera que la modélisation de la réflectivité linéaire de la sonde a été effectuée en prenant en compte un coefficient a de pertes par diffusion aux interfaces égal à 0.07% et un coefficient d'absorption α de 10cm^{-1} .

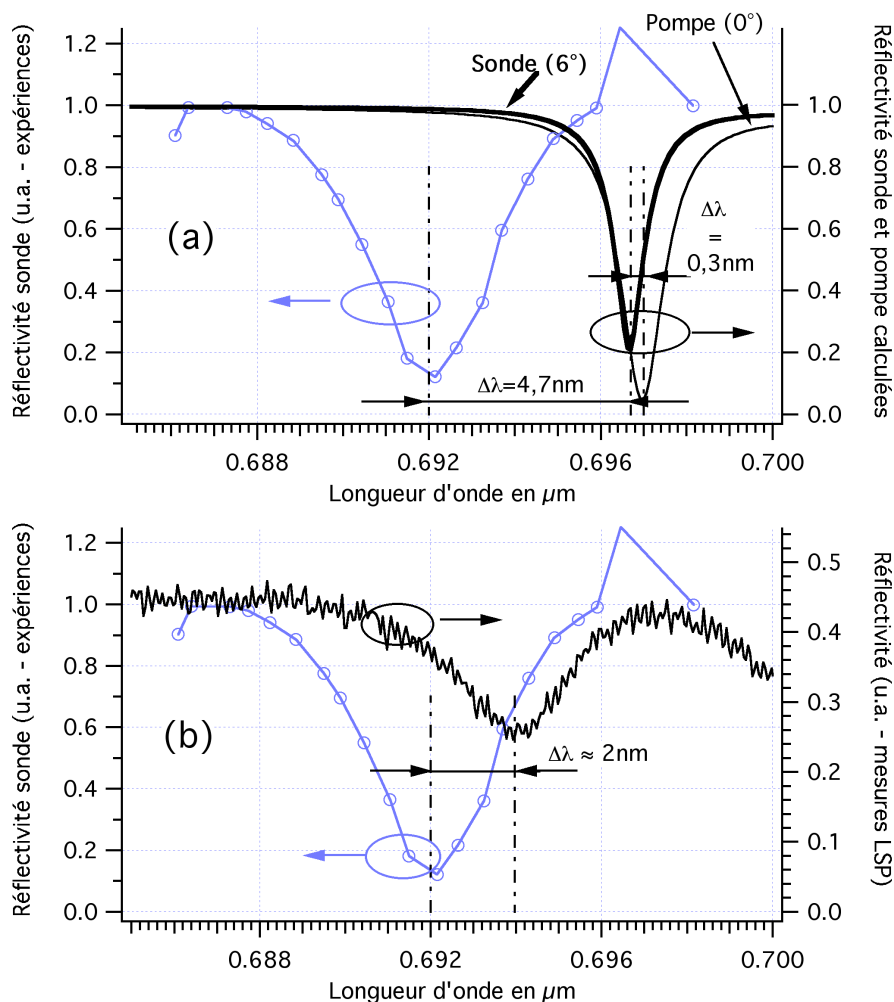


Figure IV-1 Spectres de réflectivité linéaire : expériences et simulations

- (a) Spectres de réflectivité linéaire calculés pour une incidence de 0 et 6° (traits foncés) et spectre mesuré (trait clair)
 (b) Spectre mesuré par Régis André au LSP (trait foncé) et spectre mesuré (trait clair)

On peut tout d'abord observer le fait que l'angle de 6° imposé entre les faisceaux sonde et pompe entraîne un décalage $\Delta\lambda$ de leurs spectres respectifs égal à $0,3\text{nm}$. On observe également un léger décalage (de l'ordre de $4,7\text{nm}$) entre la réflectivité que nous avons mesurée et celle que nous avons obtenue par calculs (encart (a)) ainsi qu'une largeur du creux de réflectivité plus grande expérimentalement ($\sigma_{\text{exp}} \approx 2,6\text{nm}$) que celle prévue ($\sigma_{\text{calcul}} \approx 0,5\text{nm}$). Néanmoins, la largeur de ce creux de réflectivité est sensiblement

équivalente pour les deux spectres expérimentaux ($\sigma_{\text{exp}} \approx 2,6\text{nm}$ et $\sigma_{\text{LSP}} \approx 1,8\text{nm}$) (encart (b)). Le décalage de longueur d'onde peut provenir d'une très légère différence d'épaisseur des couches réalisées par rapport à celles initialement prévues, de l'homogénéité spatiale de ces épaisseurs et/ou d'une différence de calibration des spectromètres. Nous avons ainsi une mesure de la position du bord de bande de notre structure : c'est dans cette gamme que nous nous attendons à obtenir une forte exaltation des effets non linéaires.

IV.1.2 Réflectivité non linéaire

IV.1.2.1 Spectres de réflectivité non linéaire

Nous avons également réalisé des expériences spectroscopiques pompe-sonde en bord de bande interdite de notre structure. Le schéma de principe des mesures de réflectivité non linéaire de la sonde et de la pompe est présenté sur la Figure IV-2. Le faisceau de pompe intense est toujours envoyé normalement à l'échantillon, le faisceau sonde avec un angle θ de 6° , et on étudie les faisceaux sonde et pompe réfléchis par l'échantillon. On note également que la pompe et la sonde sont toujours superposées temporellement.

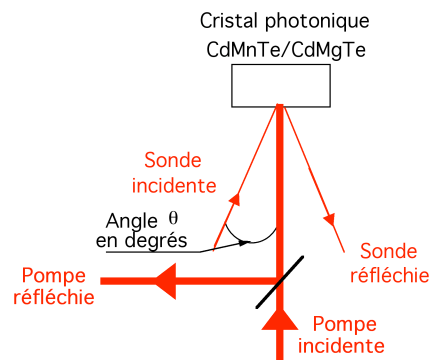


Figure IV-2 Schéma de principe de la mesure des réflectivités pompe et sonde

La Figure IV-3-a présente le spectre de réflectivité linéaire de la sonde (**cercles**), celui de la pompe (**triangles**) et enfin celui de la sonde en présence de la pompe (**disques**). Les spectres obtenus sont représentés pour un cas de faible énergie ($0,047\text{ GW/cm}^2$) et un cas de forte énergie ($0,64\text{ GW/cm}^2$).

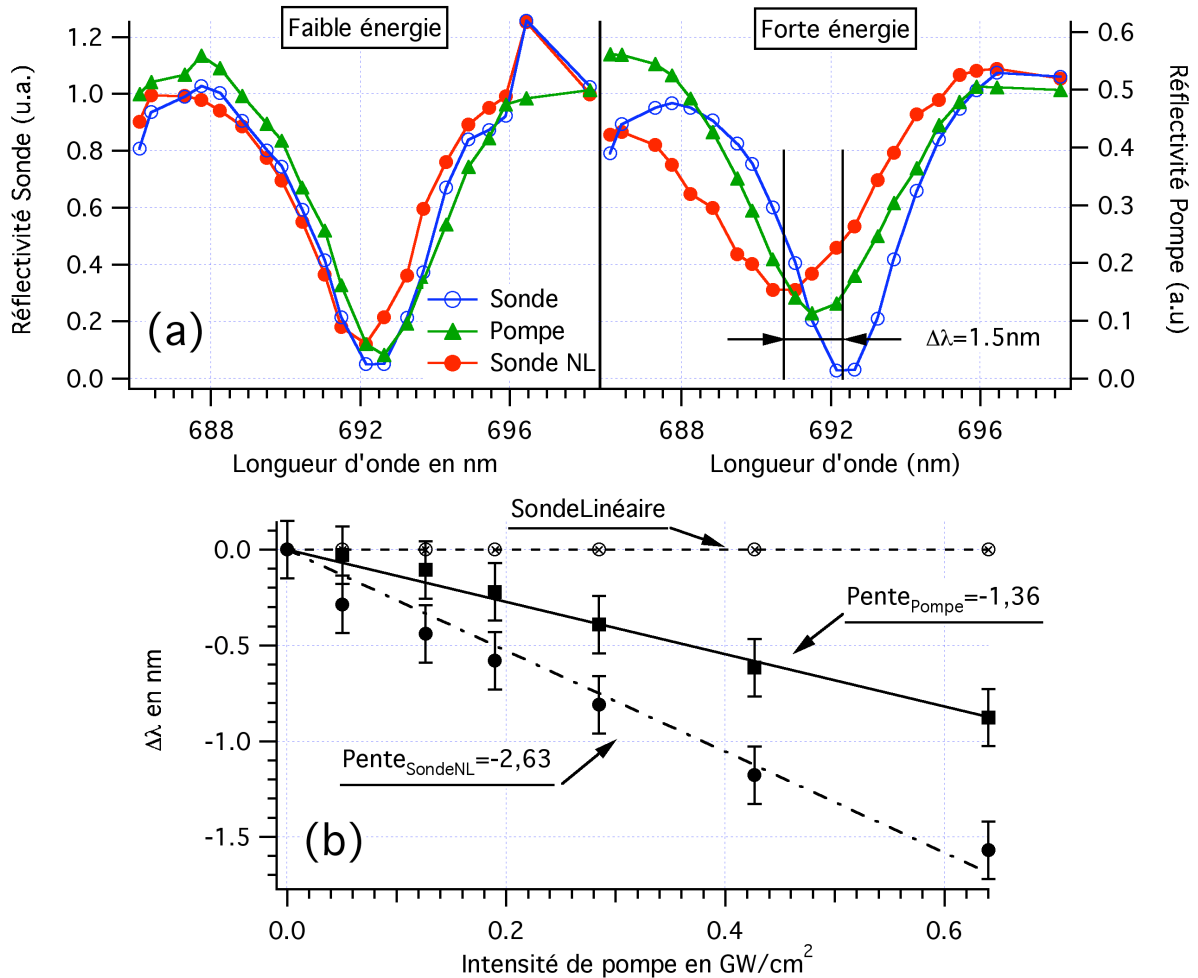


Figure IV-3 Spectres de réflectivité linéaire et non linéaire de la sonde et de la pompe à faible et à forte énergie et évolution des décalages $\Delta\lambda$ de la sonde et de la pompe en fonction de l'intensité de la pompe

Nous avons vu que le laser utilisé pour nos expériences produit au cours d'une mesure des tirs d'énergies particulièrement variables. Il convenait donc, lors du traitement des données acquises, de déterminer des tranches d'énergies. On constate qu'à faible énergie, du fait de leur différence d'angle d'incidence, le spectre de la pompe et celui de la sonde linéaire sont décalés de 0,27nm. Ce décalage dû à la différence d'incidence des deux faisceaux est totalement en accord avec celle prévue par le calcul : $\Delta\lambda_{\text{Pompe-Sonde_Calcul}} = 0,3\text{nm}$ (voir Figure IV-1(a)).

À forte énergie, on constate sur la Figure IV-3 (a) que le spectre de la sonde linéaire seule (**cercles**), en l'absence de pompe montre un fort creux de réflectivité centré sur 692,3nm. D'autre part, on peut observer un décalage vers le bleu du spectre de réflectivité de la pompe (**triangles**). On observe de plus que le spectre de réflectivité de la sonde en présence de la

pompe (**ronds**) se décale aussi vers le bleu mais d'une quantité pratiquement deux fois plus forte que celui de la pompe. L'encart (b) de la Figure IV-3 représente l'évolution des décalages de la sonde et de la pompe en fonction de l'intensité de la pompe. On constate que ces décalages augmentent proportionnellement à l'énergie de pompe. On notera que pour le calcul du décalage de la pompe on prend en compte le fait que le spectre de cette dernière est décalé d'environ 0.3nm (estimé par calcul et mesuré à faible intensité de pompe) par rapport au spectre de la sonde du fait de l'angle d'incidence de cette dernière (6°).

Par régression linéaire, on trouve une dépendance du décalage de la sonde proportionnelle à $2,63 \cdot \text{Intensité}$ contre $1,36 \cdot \text{Intensité}$ pour le décalage de la pompe. Le rapport des deux pentes est donc de 2 à 3% près. On retrouve bien le fait que le décalage de la sonde est deux fois plus fort que celui de la pompe, en raison du facteur de dégénérescence qui est double dans le cas de l'effet Kerr croisé par rapport à l'effet Kerr direct [Shen 84] [Boyd 03].

IV.1.2.2 Variations d'indice photo induites

À partir de ces décalages vers le bleu, et en supposant que le changement d'indice de réfraction est le même sur toute l'épaisseur de la structure, on peut évaluer ce dernier. Pour cela, on sait que pour un empilement de N paires de couches $\lambda/4$ d'indices n_1 et n_2 la transmission T_N est donnée par [Bendickson 96] :

$$\frac{1}{T_N} = 1 + \frac{\sin^2 N\beta}{\sin^2 \beta} \left[\frac{1}{T} - 1 \right] \quad (\text{IV.1})$$

où β est la phase de Bloch définie par la relation suivante :

$$\cos(\beta) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{t} \right\} \quad (\text{IV.2})$$

Avec t désignant le coefficient de transmission en amplitude d'une paire de couches et $T = |t|^2$ le coefficient de transmission en intensité.

Pour des couches d'épaisseur optique $\lambda/4$, on a :

$$\cos(\beta) = \frac{\cos(\pi\tilde{\omega}) - R_{12}}{T_{12}} \quad (\text{IV.3})$$

avec $\tilde{\omega} = \omega/\omega_0$, où ω_0 est la fréquence centrale de la bande interdite. $T_{12} = 4n_1n_2/(n_1 + n_2)^2$ et $R_{12} = (n_1 - n_2)^2/(n_1 + n_2)^2$ désignent respectivement les coefficients de transmission et de réflexion des interfaces ($R_{12} + T_{12} = 1$).

La densité d'état est maximale pour une transmission maximale ($T_N = 1$), cette dernière est obtenue pour $\sin(N\beta)=0$ soit $N\beta = m\pi$ avec $m=0,1,\dots, N-1$.

Pour le premier maximum de transmission correspondant au bord de bande interdite, on a

$$m=N-1, \text{ d'où : } \beta = \frac{N-1}{N} \pi$$

$$\text{On obtient alors : } \cos(\beta) = -\cos\left(\frac{\pi}{N}\right)$$

La fréquence de bord de bande ω_B est alors donnée par :

$$\cos\left(\pi \frac{\omega_0}{\omega_B}\right) = \cos\left(\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B}\right) = -\cos\left(\frac{\pi}{N}\right) \cdot T_{12} + R_{12} \quad (\text{IV.4})$$

À forte intensité, du fait de l'effet Kerr, les indices de réfraction sont modifiés et deviennent $n'_i = n_i + \Delta n_i$ avec Δn_i le changement d'indice de réfraction ($i=1,2$) [Shen 84] [Boyd 03].

On remplace alors n_1 et n_2 par $n'_1=n_1+\Delta n_1$ et $n'_2=n_2+\Delta n_2$, les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces deviennent :

$$T'_{12} = T_{12} + \Delta T_{12} \text{ avec } \Delta T_{12} = \frac{4n_1n_2}{(n_1+n_2)^2} \left[\frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{\Delta n_2}{n_2} - 2 \left(\frac{\Delta n_1 + \Delta n_2}{n_1 + n_2} \right) \right] \quad (\text{IV.5})$$

$$R'_{12} = R_{12} + \Delta R_{12} \text{ avec } \Delta R_{12} = \frac{2(n_1-n_2)^2}{(n_1+n_2)^2} \left[\frac{\Delta n_1 - \Delta n_2}{n_1 - n_2} - \frac{\Delta n_1 + \Delta n_2}{n_1 + n_2} \right] \quad (\text{IV.6})$$

D'autre part, le déplacement des bord et centre de bande sont tels que : $\lambda'_B = \lambda_B + \Delta\lambda_B$ et $\lambda'_0 = \lambda_0 + \Delta\lambda_0$.

On établit alors la relation suivante :

$$\cos\left(\pi \frac{\lambda'_0}{\lambda'_B}\right) = \cos\left(\pi \frac{\lambda_0 + \Delta\lambda_0}{\lambda_B + \Delta\lambda_B}\right) = \cos\left[\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} + \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)\right] \quad (\text{IV.7})$$

Cette relation est valable si $\Delta\lambda_i \ll \lambda_i$ ($i = 0$ ou B)

D'autre part,

$$\cos\left(\pi \frac{\lambda'_0}{\lambda'_B}\right) = -\left(\cos\left(\frac{\pi}{N}\right)\right) \cdot T'_{12} + R'_{12} \quad (\text{IV.8})$$

ou encore :

$$\cos\left[\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} + \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)\right] = \cos\left(\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B}\right) - \left(\cos\left(\frac{\pi}{N}\right)\right) \Delta T_{12} + \Delta R_{12} \quad (\text{IV.9})$$

Le déplacement du centre de bande peut être estimé simplement. Pour un faisceau en incidence normale, il est défini par la relation $\frac{\lambda_0}{2} = n_1 e_1 + n_2 e_2$. On a donc

$\Delta\lambda_0 = 2(\Delta n_1 e_1 + \Delta n_2 e_2)$ et compte tenu des relations $n_1 e_1 = n_2 e_2 = \frac{\lambda_0}{4}$, on obtient :

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{\Delta n_2}{n_2} \right) \quad (\text{IV.10})$$

L'expression du déplacement du bord de bande est finalement reliée, aux changements des indices de réfraction par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 4n_1 n_2 \frac{n_1 - n_2}{(n_1 + n_2)^3} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} - \frac{\Delta n_2}{n_2} \right) \frac{1 + \cos(\pi/N)}{\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \sin(\pi\lambda_0/\lambda_B)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{\Delta n_2}{n_2} \right) \quad (\text{IV.11})$$

De plus, le bord de bande du cristal photonique ($\lambda_B \approx 692,5nm$) est très près de la bande interdite électronique du matériau $Cd_{0.75}Mn_{0.25}Te$ (d'indice $n_1, \lambda_{gap1} \approx 620nm$) et loin de celle du matériau $Cd_{0.40}Mg_{0.60}Te$ (d'indice $n_2, \lambda_{gap2} \approx 455nm$). Ainsi, $\chi_1^{(3)} > \chi_2^{(3)}$ et le changement d'indice de n_1 est donc prépondérant pour induire le décalage vers le bleu du bord de bande optique. On suppose donc que $\Delta n_2 \approx 0$.

On peut ainsi en déduire l'expression du changement d'indice par effet Kerr :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left[\frac{1}{2n_1} + 4n_2 \frac{n_1 - n_2}{(n_1 + n_2)^3} \frac{1 + \cos(\pi/N)}{\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \sin\left(\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B}\right)} \right] \Delta n_1 \quad (\text{IV.12})$$

Pour ce cristal photonique composé de matériaux II-VI, les différents paramètres utilisés sont les suivants : le nombre de paires de couches est $N=30$. Les indices des matériaux $CdMnTe$ et $CdMgTe$ sont respectivement tels que $n_1=3.088$ et $n_2=2.585$. La longueur d'onde centrale de la structure est $\lambda_0=667nm$, le bord de bande $\lambda_B=692.3nm$. Et enfin le décalage du spectre de la sonde pour une énergie de $0,64GW/cm^2$ est $\Delta\lambda_B=-1.57nm$.

On peut ainsi, à partir des décalages en longueurs d'onde précédemment mesurés, en déduire les changements d'indice correspondants. La Figure IV-4 montre alors l'évolution de ces derniers en fonction de l'intensité de pompe.

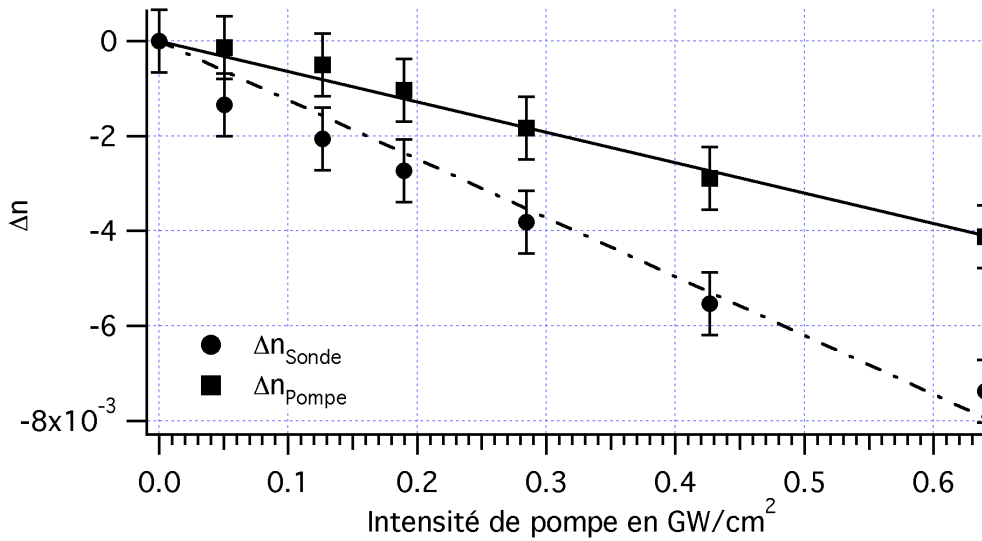


Figure IV-4 Evolution du changement d'indice Δn par effet Kerr en fonction de l'intensité de Pompe

On obtient alors, une variation d'indice maximale Δn_l égale à $-0,0069$ pour une intensité de pompe de $0,64\text{GW}/\text{cm}^2$.

IV.1.2.3 Réponse temporelle – Origine de la non linéarité

L'origine de la non linéarité peut être trouvée si l'on considère la dynamique du système. Pour ce faire, nous avons étudié la réponse temporelle de la réflectivité non linéaire de la sonde. La Figure IV-5 présente la réponse temporelle du rapport de la réflectivité non linéaire de la sonde et de la réflectivité linéaire de cette dernière (R_{NL}/R_L) à une longueur d'onde de $693,5\text{ nm}$ sur le bord de bande basse fréquence du trou de réflectivité (**disques**). Elle présente également la fonction d'autocorrélation (d'ordre trois) de l'impulsion laser mesurée par mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence (**carrés**). Pour plus d'informations sur ces mesures, le lecteur est renvoyé au paragraphe IV.1.3. Cette fonction d'autocorrélation $E_C(\tau)$ est ainsi définie :

$$E_C(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_P^2(t) \cdot I_S(t + \tau) dt$$

Avec I_P l'intensité du faisceau pompe et I_S l'intensité du faisceau sonde telles que :

$$I_P \propto \exp(-t^2/\Delta t^2) \text{ et } I_S \propto \exp(-t^2/\Delta t^2)$$

On obtient alors :

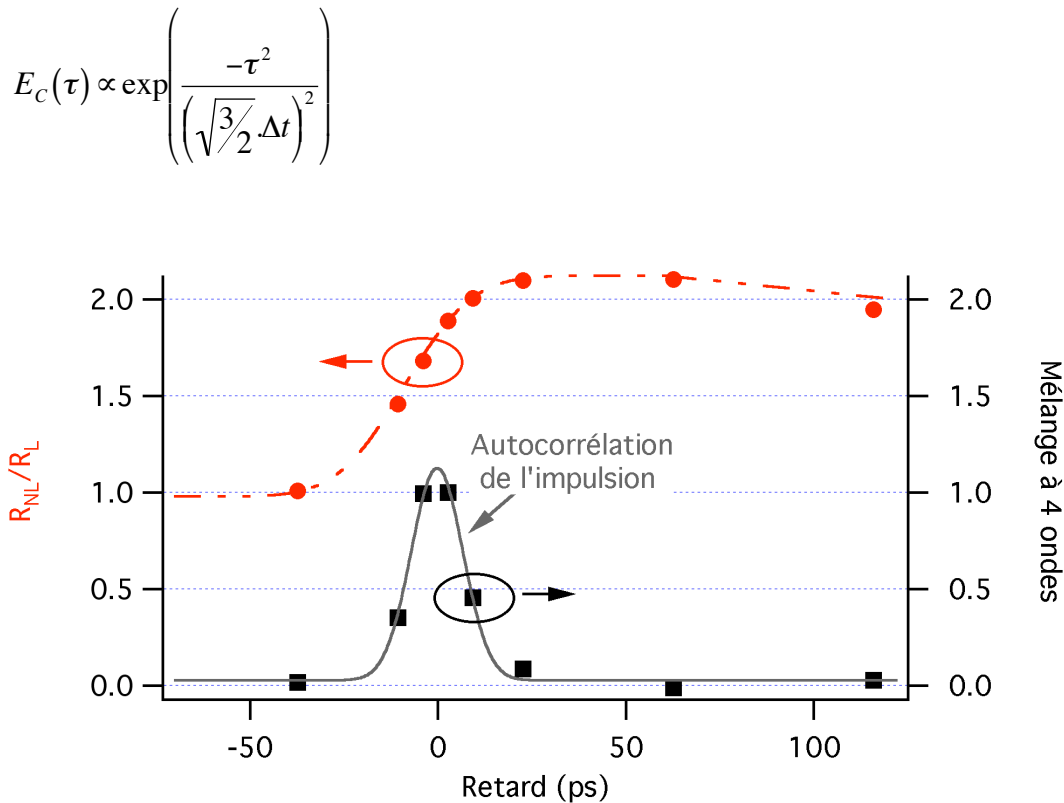


Figure IV-5 Réponse temporelle du cristal photonique concernant la réflectivité photo induite (R_{NL}/R_L) et l'intensité conjuguée en phase (Mélange à quatre ondes)

La mesure temporelle de la réflectivité conjuguée en phase (**carrés**) est comparée à l'autocorrélation des impulsions pompe et sonde, on retrouve alors bien la durée de l'impulsion laser (demi largeur à $1/e$ égale à 7,9ps ou largeur totale à demi hauteur $\Delta t=13,3ps$).

On a d'autre part constaté par des mesures préliminaires que la réflectivité de la sonde (**disques**) était constante en l'absence de pompe. On observe sur la Figure IV-5 que la réflectivité croît pendant toute la durée de l'impulsion puis décroît ensuite. Néanmoins on constate que cette décroissance de la réflectivité s'effectue beaucoup plus lentement que la durée des impulsions de pompe et de sonde. La modification de la réflectivité persiste donc bien après le passage de la pompe. Le dispositif expérimental utilisé ne nous permet pas d'observer le temps nécessaire à la complète décroissance de la réflectivité.

Cette mesure nous permet cependant de mettre en évidence le phénomène le plus probablement responsable du décalage de bord de bande : une variation d'indice liée aux porteurs libres générés par absorption à deux photons de la pompe à l'intérieur de la structure. Il semble donc que cette contribution 'longue durée' des porteurs libres soit largement prépondérante dans cette structure.

IV.1.2.4 Évaluation expérimentale du facteur de champ local

L'observation expérimentale a démontré que la non linéarité à l'origine de la modification d'indice de réfraction consistait en l'influence des porteurs libres. Dans ce cas le changement d'indice de réfraction Δn_{Bulk} induit par les porteurs dans un semi conducteur massif s'écrit [Ulmer 99][Said 92] :

$$\Delta n_{Bulk} = -\frac{Ne^2}{2\omega^2 \epsilon_0 n_0 m_{eff}} \frac{E_g^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (IV.13)$$

Où e est la charge de l'électron, n_0 l'indice de réfraction du semi conducteur, N la densité de paires électron-trou de masse réduite effective m_{eff} photogénérées dans le matériau, E_g la bande interdite électronique et $\hbar\omega$ l'énergie du photon de l'onde lumineuse. Dans le cas d'un cristal photonique, la variation d'indice Δn_{PC} doit tenir compte du facteur de champ local et s'écrit :

$$\Delta n_{PC} = f^2 \Delta n_{Bulk} \quad (IV.14)$$

Les porteurs étant générés par absorption à deux photons, la densité de porteurs est donnée par la relation :

$$N = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{hc} \frac{\Delta W}{SL} \quad (IV.15)$$

où ΔW représente l'énergie absorbée par absorption à deux photons dans le volume SL , S étant le diamètre du faisceau et L la longueur totale du matériau absorbant. Dans le cas du cristal photonique CdMnTe/CdMgTe la bande interdite électronique est bien plus large dans CdMgTe ($E_{gCd_{0.6}Mg_{0.4}Te} = 2,73eV$) que celle observée dans CdMnTe ($E_{gCd_{0.75}Mn_{0.25}Te} = 2,00eV$).

En conséquence, le coefficient d'absorption à deux photons qui dépend fortement de la longueur d'onde est environ dix fois plus élevé dans CdMnTe que dans CdMgTe [Van Stryland 85] et toutes les paires électron-trou sont créées dans le CdMnTe. Dans le régime de faible déplétion du faisceau de pompe, on a donc :

$$\Delta W = f^4 \alpha_2 IWL \quad (IV.16)$$

où $I = W / (S\Delta t)$ est l'intensité du faisceau, α_2 le coefficient d'absorption à deux photons de CdMnTe. Dans l'expression (IV.16), le facteur f^4 rend compte de l'influence du champ local dans le processus non linéaire du troisième ordre qu'est l'absorption à deux photons. À partir des expressions (IV.13) à (IV.15), on en déduit l'expression du facteur de champ local (avec $\omega = 2\pi c / \lambda$, $E_g = hc / \lambda_G$ et $W = IS\Delta t$) :

$$f = \left[\frac{16\pi^2 c^3 h \epsilon_0 n_1 m_{eff} (-\Delta n)}{e^2 \lambda^3 \alpha_2 I^2 \Delta t} \frac{\lambda^2 - \lambda_G^2}{\lambda^2} \right]^{1/6} \quad (IV.17)$$

En utilisant pour les quantités données dans l'expression (IV.17) les valeurs $n_1 = 3,088$, $m_{eff} = 0,094 \times 9,1.10^{-31} kg$, $-\Delta n = 7,5.10^{-3}$ pour $I = 0,65 GW / cm^2$, $\lambda = 0,693.10^{-6} m$, $\lambda_G = 0,62.10^{-6} m$, $\alpha_2 = 1,7 cm / GW$ [Hugonnard-Bruyère 94] et $\Delta t = 13,3 ps$, on trouve la valeur $f = 2,23$ pour le facteur de champ local moyen. Cette valeur est sensiblement plus faible que la valeur théorique. Plusieurs raisons peuvent être évoquées pour cela. Tout d'abord, les pertes par diffusion aux interfaces diminuent obligatoirement la valeur optimale de ce facteur de champ local moyen. Ensuite, le piégeage des électrons rapporté dans le cas de CdMnTe [Pankoke 96][Moussu 98] [Bahbah 05] laisse les trous, de forte masse effective, comme seuls porteurs libres susceptibles de modifier l'indice de réfraction. Enfin, le modèle à deux niveaux utilisé pour évaluer la variation d'indice de réfraction (équation IV-13) n'est sûrement pas très bien adapté aux bandes du semi conducteur dans le cas où la longueur d'onde de l'onde lumineuse est proche de celle du gap du semiconducteur.

IV.1.3 Mélange à quatre ondes dégénérées en fréquence

IV.1.3.1 Spectres de réflectivité conjuguée en phase

Nous avons également réalisé une expérience de mélange à quatre ondes. Le principe de l'expérience, schématisé sur la Figure IV-6, est le suivant : le faisceau de pompe intense est envoyé normalement à l'échantillon, le faisceau sonde avec un angle θ de 6° . La pompe réfléchie est renvoyée en direction opposée à la pompe incidente, en pratique elle est extraite à l'aide d'une lame séparatrice. Le conjugué en phase est créé en direction opposée à l'onde signal et on le sépare de la sonde par une lame séparatrice (se reporter au *Chapitre III* présentant les techniques expérimentales pour de plus amples détails). On note également que la pompe et la sonde ont été préalablement superposées temporellement.

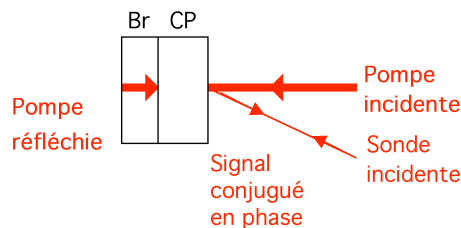


Figure IV-6 Schéma de l'expérience de mélange à quatre ondes

Nous avons montré au *Chapitre I* (paragraphe I.2.2.1) que l'intensité du signal conjugué en phase était proportionnelle au produit des intensités des faisceaux pompe avant et arrière, du faisceau sonde et du coefficient non linéaire.

$$I_{\text{Conjugué}} \propto |\chi^{(3)}|^2 I_{\text{PompeAvant}} I_{\text{PompeArrière}} I_{\text{Sonde}}$$

Ainsi, par une simple mesure des différentes intensités incidentes et réfléchies on doit pouvoir remonter à la valeur du coefficient non linéaire effectif de notre structure. On note que dans notre étude, nous travaillons en bord de bande, le faisceau de pompe avant est entièrement transmis par le cristal photonique puis entièrement réfléchi par le miroir de Bragg arrière pour permettre l'onde de pompe arrière, on a donc : $I_P = I_{\text{PompeAvant}} = I_{\text{PompeArrière}}$.

La Figure IV-7 présente le spectre de réflectivité linéaire de la sonde ainsi que l'évolution avec la longueur d'onde du rapport de l'intensité du signal produit par mélange à quatre ondes (I_{MQO}) avec le produit des intensités de la pompe au carré et de la sonde : $I_{MQO}/(I_P^2 I_S)$. L'angle imposé entre la pompe et la sonde est de 6° et l'intensité de pompe $0,65 \text{ GW/cm}^2$.

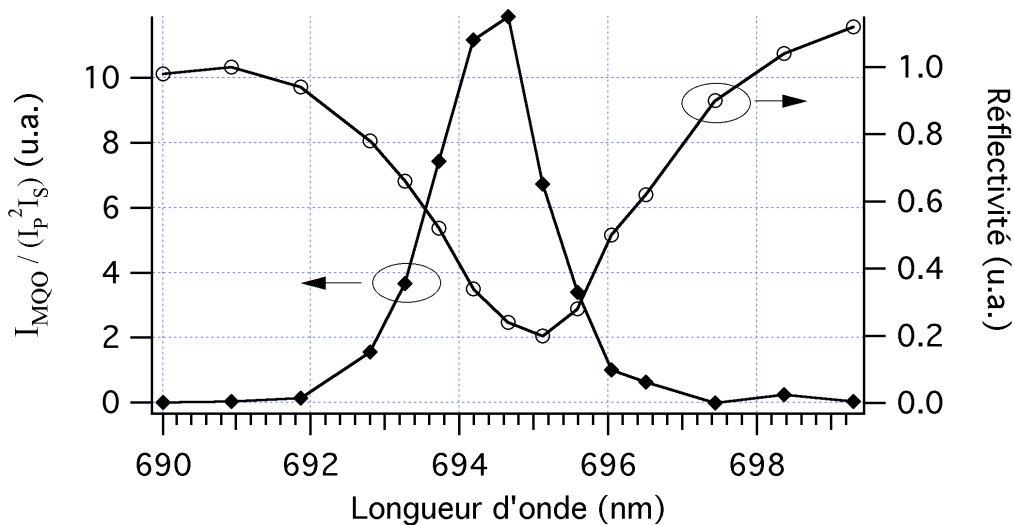


Figure IV-7 Spectre de réflectivité linéaire et rapport $I_{MQO}/(I_P^2 I_S)$ pour le cristal photonique en $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}/\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$ (Intensité de pompe : $0,65 \text{ GW/cm}^2$)

L'évolution de la quantité $I_{MQO}/(I_P^2 I_S)$ en fonction de la longueur d'onde montre une très forte exaltation de cette dernière autour de 694 nm, en bord de bande interdite. Ce résultat montre bien, comme attendu, l'aspect bénéfique de la forte localisation de la lumière sur l'efficacité non linéaire. Cependant, du fait des faibles intensités utilisées lors de ces expériences, il n'était pas possible de mesurer la réflectivité conjuguée en dehors du bord de bande. Néanmoins, on peut estimer que le contraste obtenu est supérieur à 100, ce qui confirme la

forte exaltation de la réflectivité conjuguée en phase en bord de bande interdite, exaltation directement liée à la localisation de la lumière.

IV.1.3.2 Dépendance en énergie de la susceptibilité non linéaire de mélange à quatre ondes

Nous avons vu que nous avons observé une dépendance avec l'énergie des décalages des spectres de la sonde et de la pompe. Après avoir obtenu un faisceau conjugué en phase en bord de bande interdite, nous avons souhaité observer son comportement lorsque l'on augmente l'énergie de pompe.

On peut observer ce comportement sur la Figure IV-8 où nous présentons les spectres de réflectivité linéaire et non linéaires à faible et à forte énergie (encart (a)) ainsi que le rapport $I_{MQO}/I_P^2 I_S$ (.Intensité du signal produit par mélange à quatre ondes sur le rapport du produit des intensités pompe au carré et sonde) (encart (b)).

On observe tout d'abord une forte diminution de la valeur maximale de cette quantité lorsque l'on augmente l'intensité de pompe. Nous constatons également que le spectre de la quantité $I_{MQO}/I_P^2 I_S$ s'élargit avec l'augmentation de l'intensité de la pompe.

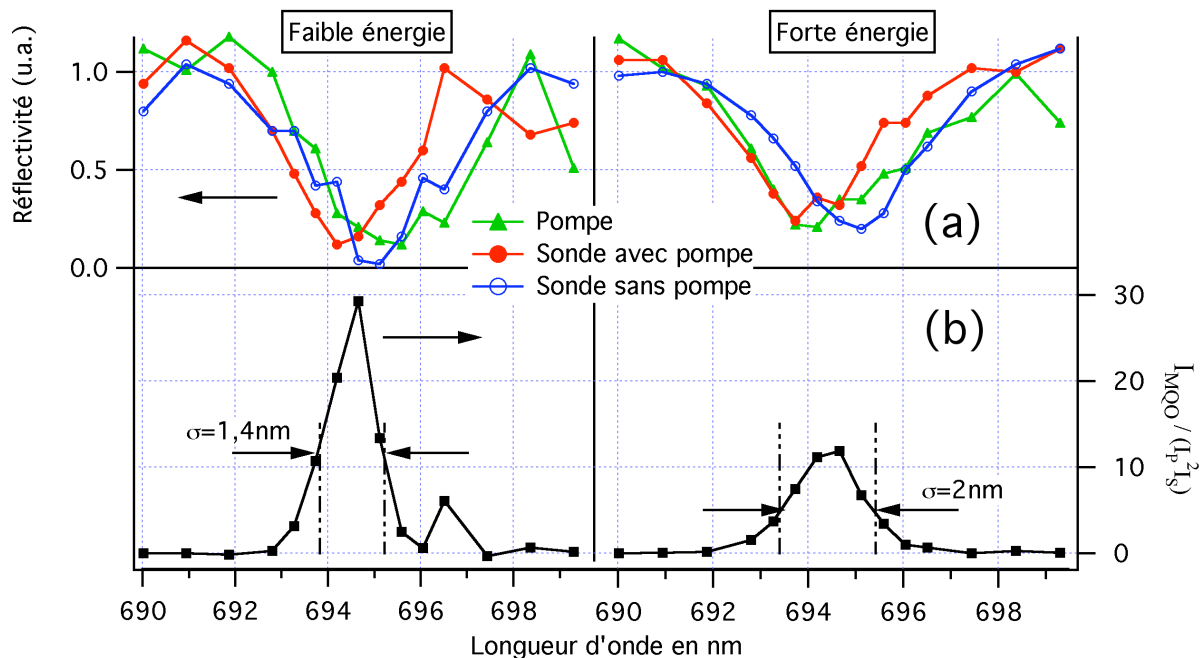


Figure IV-8 Réflectivités linéaire et non linéaire et rapport $I_{MQO}/I_P^2 I_S$ à faible et à forte énergie pour le cristal photonique en $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}/\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$ [Träger 05]

Pour mieux étudier ce phénomène auquel nous ne nous attendions pas, nous avons caractérisé le comportement de cette quantité maximale obtenue en fonction de l'énergie de pompe incidente. Cette quantité est proportionnelle à la susceptibilité non linéaire effective de notre structure et la Figure IV-9 présente l'évolution de cette dernière (normalisée) en fonction de l'intensité de pompe incidente.

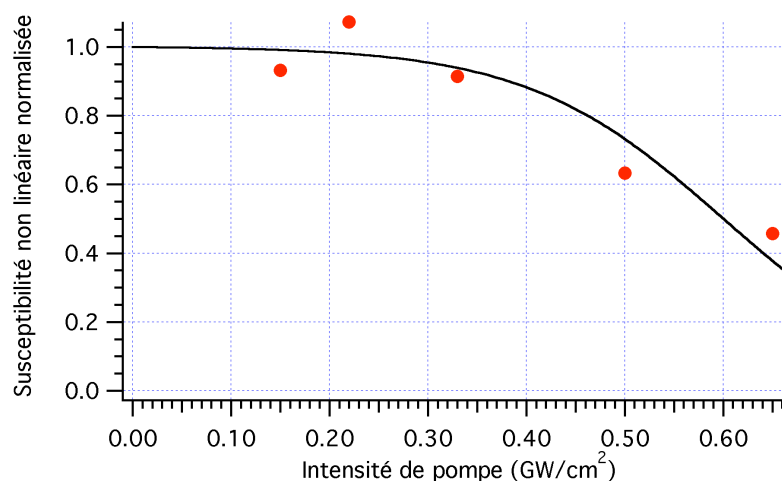


Figure IV-9 Evolution de la susceptibilité non linéaire normalisée d'ordre 3 en fonction de l'intensité de pompe [Razzari 05]

On peut voir que la valeur de pic maximal de susceptibilité non linéaire effective est constante pour une intensité incidente de pompe allant jusqu'à environ $0,3 \text{ GW/cm}^2$ puis elle décroît sensiblement pour des intensités incidentes supérieures. Ceci est évidemment relié au décalage vers le bleu du bord de bande induit par l'effet Kerr. En effet, le décalage étant deux fois plus important pour la sonde que pour la pompe, les spectres des facteurs de champs locaux des pompe avant et arrière ne sont alors plus superposés à ceux de la sonde et du signal conjugué en phase. Cela entraîne alors un impact moins important de la localisation de la lumière sur les susceptibilités non linéaires effectives.

Cette observation est très importante, elle montre que lors de la conception d'une structure à cristal photonique, tous les processus non linéaires pouvant exister à l'intérieur de cette structure doivent être pris en compte afin d'optimiser le processus non linéaire souhaité. En particulier, dans le cas du processus de mélange à quatre ondes considéré ici, l'utilisation de matériaux possédant des susceptibilités non linéaires positives pourraient produire un décalage vers le rouge du bord de bande compensé par le décalage vers le bleu observé pour les faisceaux sonde et conjuguée, du fait de leur angle d'incidence sur le cristal photonique [Razzari 05].

IV.1.3.3 Comparaison entre réflectivité conjuguée calculée et mesurée

Nous avons souhaité comparer l'ordre de grandeur de la réflectivité conjuguée obtenue avec celle que nous avons mesuré expérimentalement. Pour cela nous avons préalablement calibré notre montage en mesurant la réflectivité du faisceau signal, mis en autocollimation sur un miroir, à l'aide du détecteur servant à mesurer le signal conjugué en phase. Nous avons ainsi pu convertir le signal conjugué mesuré en réflectivité et nous avons pu le comparer à la réflectivité conjuguée calculée (pour des intensités de pompe de $0.22\text{GW}/\text{cm}^2$ et $0.50\text{GW}/\text{cm}^2$). Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure IV-10.

On remarque que les pics de réflectivités conjuguées en phase calculée et mesurée ne sont pas exactement obtenus pour la même longueur d'onde, ceci provient évidemment des décalages en longueur d'onde des bords de bande théorique et expérimental. On peut en outre constater que, notamment compte tenu des différentes incertitudes de mesure, les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les calculs effectués.

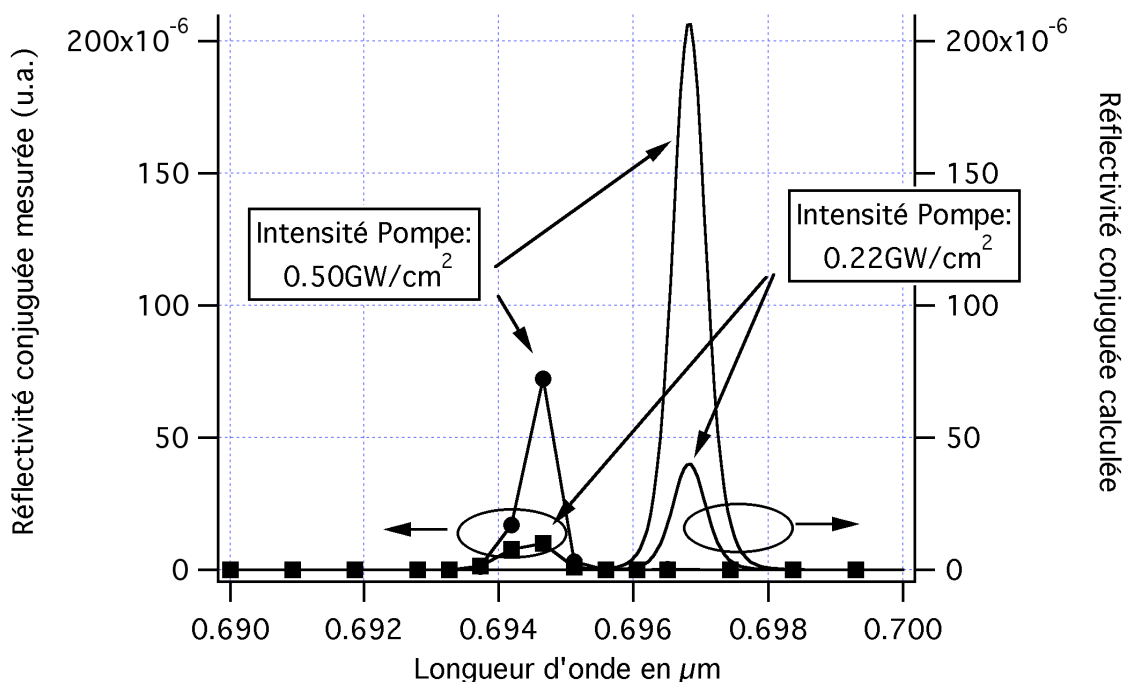


Figure IV-10 Réflectivités conjuguées mesurées et calculées à faible et à forte énergies

IV.2 Cristal photonique composé de matériaux III-V

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec le deuxième cristal photonique dont nous disposons. Nous avons déjà décrit la structure de cet échantillon présentant un fort contraste d'indice au *Chapitre III*. Nous rappelons brièvement qu'il s'agit d'un cristal photonique à une dimension, réalisé par Nadia Belabas au Laboratoire de Photonique et Nanostructures. Il est composé de 10 paires de couches d'AlGaAs/AlOx, d'indices respectifs $n_1=3.3169$ et $n_2\approx 1.61$ et a été conçu pour un fonctionnement dans les régions spectrales « Télécom ». Il est également déposé sur un miroir de Bragg composé des mêmes matériaux mais d'épaisseurs différentes. Ce miroir de Bragg est composé de seulement 5 paires de couches.

IV.2.1 Réflectivité linéaire

Nous disposons de spectres linéaires mesurés par FTIR au LPN par Nadia Belabas. Ces mesures ont été effectuées sur deux plots distincts ainsi que sur une zone non oxydée. Nous avons alors effectué sur un plot un spectre linéaire de la réflectivité afin de vérifier notre montage et le comportement du plot choisi. La Figure IV-11 permet de comparer les différents spectres mesurés.

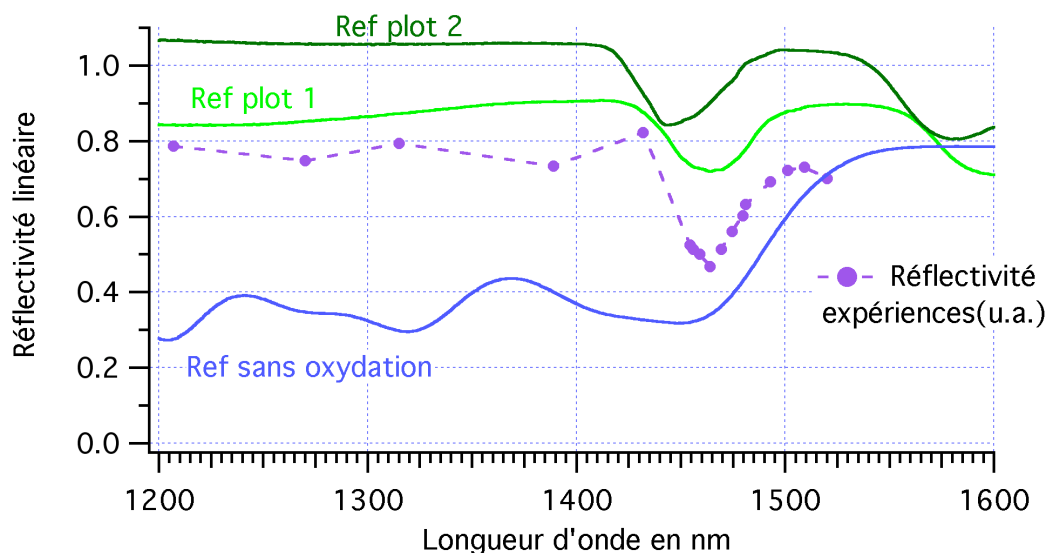


Figure IV-11 Spectres de réflectivité linéaire mesurés

On peut ainsi voir que nos mesures concordent bien avec les mesures effectuées par Nadia Belabas, on observe bien un plateau de réflectivité jusqu'à environ 1432 nm puis un creux de réflectivité aux alentours de 1464 nm. D'autre part, la largeur spectrale de notre creux de

réflectivité est également parfaitement en accord avec les mesures effectuées par FTIR. Cette mesure nous a permis de vérifier notre dispositif expérimental ainsi que le comportement du plot choisi et de déterminer la gamme de longueur d'onde de la première résonance.

IV.2.2 Réflectivité non linéaire

IV.2.2.1 Spectres de réflectivité non linéaire

Nous avons alors pu nous intéresser au comportement non linéaire de la structure et nous allons voir que nous avons observé de très fortes non linéarités avec un plot sur l'échantillon. En effet, on peut tout d'abord observer sur la Figure IV-12, les spectres de réflectivité linéaire et non linéaire pour des impulsions pompe et sonde synchrones. Cette figure présente le spectre de réflectivité linéaire (**carrés**) de la sonde et celui de réflectivité non linéaire (**disques**) de la sonde (en présence de la pompe) au retard 0 (sonde et pompe synchrones). On constate qu'en présence de la pompe, le spectre de la sonde réfléchi se décale, comme dans le cas de l'échantillon II-VI, vers le bleu. Cependant, le décalage mesuré pour un retard nul est bien plus fort que précédemment, puisque l'on mesure un décalage $\Delta\lambda$ égal à $7,5\text{ nm}$ pour une intensité de pompe inférieure à $1,3\text{ GW/cm}^2$. Ce décalage particulièrement élevé souligne bien les très fortes non linéarités obtenues dans cet échantillon particulièrement mince.

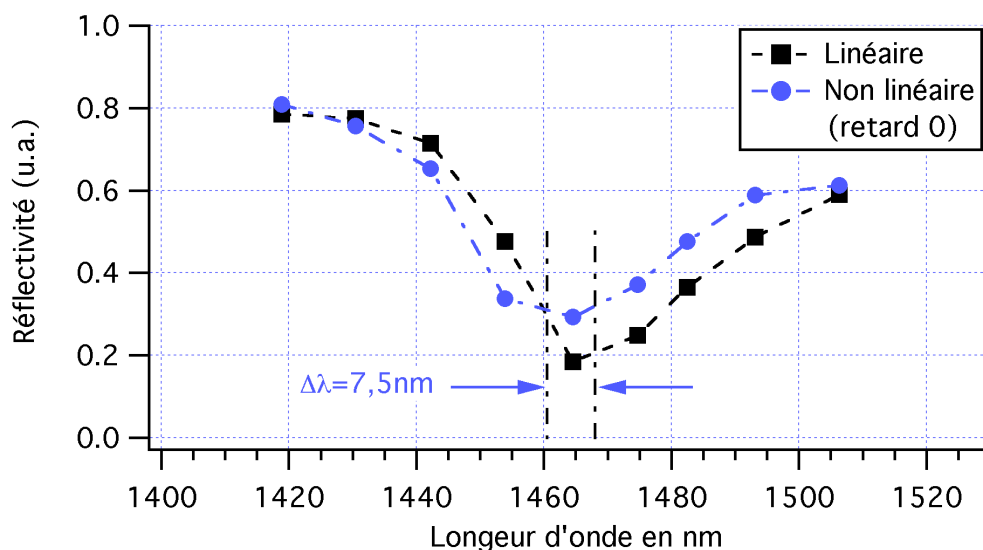


Figure IV-12 Spectres de réflectivité linéaire et non linéaire du cristal photonique en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{AlOx}$
(Énergie de pompe utilisée : $1,3\text{ GW/cm}^2$)

IV.2.2.2 Variations d'indice photo induites

On peut alors procéder de la même façon que précédemment et évaluer le changement d'indice correspondant à ce décalage. Nous avons précédemment démontré que :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 4n_1n_2 \frac{n_1 - n_2}{(n_1 + n_2)^3} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} - \frac{\Delta n_2}{n_2} \right) \frac{1 + \cos(\pi/N)}{\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \sin(\pi\lambda_0/\lambda_B)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{\Delta n_2}{n_2} \right)$$

D'autre part, l'AlOx n'est pas un matériau non linéaire et ne peut donc pas induire ce décalage, seules les couches d'AlGaAs peuvent avoir produit ce décalage. On obtient donc :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left[\frac{1}{2n_1} + 4n_2 \frac{n_1 - n_2}{(n_1 + n_2)^3} \frac{1 + \cos(\pi/N)}{\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \sin\left(\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B}\right)} \right] \Delta n_1$$

Cet échantillon comporte un nombre N de paires de couches égal à 10. Les indices des couches d'AlGaAs et d'AlOx sont respectivement égaux à $n_1=3,3169$ et $n_2=1,61$. La longueur d'onde centrale λ_0 de la structure est de 1167nm. Le bord de bande λ_B est situé à 1468,6nm et nous avons mesuré un décalage $\Delta\lambda_B$ de ce bord de bande égal à $-7,5$ nm pour une énergie de pompe inférieure à $1\text{GW}/\text{cm}^2$.

On en déduit alors que le changement d'indice photo induit, au retard 0, est de $\Delta n_1 = -0,0189$, soit une valeur bien plus forte que celle obtenue pour l'échantillon précédent. Là encore, une étude résolue en temps peut permettre de trouver la ou les origines physiques de la non linéarité.

IV.2.2.3 Réponse temporelle – Origine des non linéarités

Nous avons repris l'expérience de mesure du spectre de réflectivité non linéaire pour différents retard pompe sonde. La Figure IV-13 montre les spectres de réflectivité non linéaire pour les faisceaux pompe et sonde synchrones (**disques**) et pour un retard pompe-sonde de 53 ps (**triangles**). Nous constatons sur cette figure que, pour un retard de 53 ps, le spectre est également décalé vers le bleu mais d'une quantité moindre que lorsque la pompe et la sonde sont synchrones. On mesure notamment un décalage $\Delta\lambda'$ de 4,6 nm. On peut alors déterminer le changement d'indice correspondant de la même façon que précédemment. On obtient un changement d'indice $\Delta n_1' = -0,0116$. Cette valeur, obtenue lorsque la pompe est en avance sur la sonde, est de l'ordre de 1,6 fois plus forte que celle obtenue dans le cristal photonique II-VI lorsque la pompe et la sonde sont temporellement superposées. Cependant, même s'il n'est pas nul, le décalage de la bande interdite est sensiblement plus faible pour un retard de 53 ps

(pompe et sonde isolées temporellement) que pour des pompe et sonde synchrones signifiant que, contrairement au cas du cristal photonique II-VI, la contribution des porteurs libres à la variation d'indice n est pas seule.

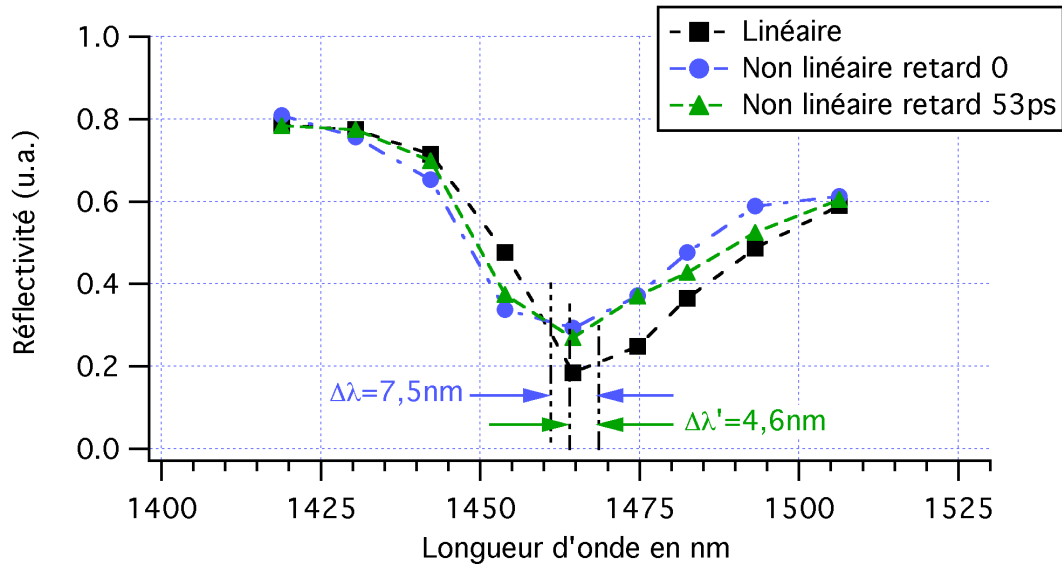


Figure IV-13 Spectres de réflectivité du cristal photonique en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{AlOx}$
(Énergie de pompe utilisée : $1,3\text{GW}/\text{cm}^2$)

La différence de changement d'indice obtenue pour des retards différents nous a conduit à observer plus en détail le comportement de la réflectivité de la sonde pour un retard variable de la pompe.

La Figure IV-14 présente la réponse temporelle de cette réflectivité pour une longueur d'onde de 1480,41 nm, c'est-à-dire sur le bord basse fréquence du trou de réflectivité. Cette figure présente d'une part le contraste des interférences entre la diffusion de la pompe et la réflexion de la sonde (**disques**) et d'autre part la réflectivité non linéaire de la sonde normalisée par rapport à la réflectivité linéaire de la sonde (**carrés**).

Le contraste des interférences lié à l'autocorrélation des impulsions pompe et sonde nous renseignent sur la durée des impulsions (se reporter au *Chapitre III* présentant les techniques expérimentales). On en déduit que nos impulsions, supposées gaussiennes, ont une durée $2\delta t$ à $1/e$ de l'ordre de 17 ps, soit $\Delta t=14\text{ps}$ pour la largeur totale à demi-hauteur.

On effectue la mesure en partant d'une position de la pompe en retard par rapport à la sonde puis on rapproche la pompe de la sonde. On constate que la réflectivité non linéaire, normalisée à la réflectivité linéaire, croît en même temps que l'autocorrélation des impulsions. Elle passe par un maximum lorsque la pompe et la sonde sont synchrones

(contraste maximal des interférences) puis elle décroît. Néanmoins, on constate que cette décroissance s'effectue en deux étapes, tout d'abord une décroissance liée à la forme temporelle de l'impulsion puis un palier. Comme dans le cas de l'échantillon précédent, notre dispositif expérimental ne nous permet pas d'observer la décroissance de ce palier.

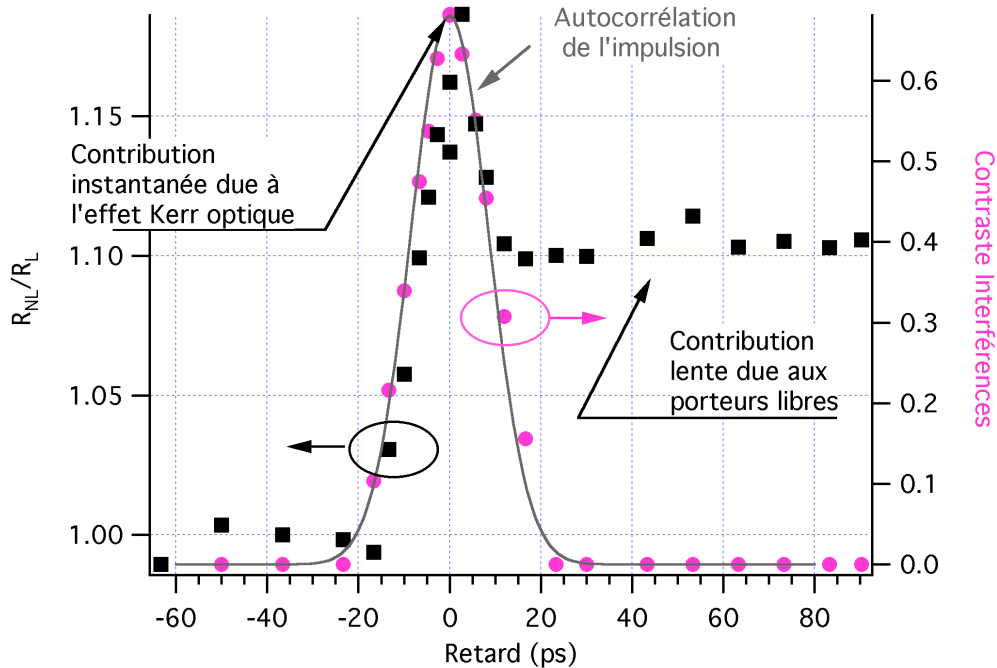


Figure IV-14 Réponse temporelle du cristal photonique en $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{AlOx}$

Cette figure montre ainsi clairement deux contributions à la non linéarité : une contribution instantanée due à l'effet Kerr optique et une contribution de bien plus longue durée de vie. Cette dernière est probablement due à une variation d'indice de réfraction des couches de $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ induite par des porteurs libres générés par absorption multiphotonique dans le semiconducteur.

IV.2.2.4 Évaluation des susceptibilités non linéaires instantanée et de porteurs libres et estimation du facteur de champ local

A partir des décalages $\Delta n_{1(\Delta t=0\text{ps})} = -0,0189$ et $\Delta n_{1(\Delta t=53\text{ps})} = -0,0116$ mesurés précédemment, on peut remonter à la susceptibilité non linéaire effective produite par effet Kerr optique. En effet, on a déjà vu que l'on pouvait exprimer cette susceptibilité non linéaire par la relation : $\chi^{(3)} = \frac{\Delta n_K C n_{eff}^2}{4\pi^2 I}$. En utilisant la valeur : $\Delta n_K = \Delta n_{1(\Delta t=0\text{ps})} - \frac{1}{2}\Delta n_{1(\Delta t=53\text{ps})} = 0,0131$, on obtient alors :

$$\chi_{eff}^{(3)} = -2,17 \cdot 10^{-9} \text{ ues}$$

Cette valeur semble être particulièrement élevée si on la compare avec les données obtenues pour un matériau massif. Pour du AlGaAs, la susceptibilité non linéaire d'ordre trois est de l'ordre de $|6\chi_{AlGaAs}^{(3)}| \geq 8.10^{-11} u.e.s$ [Le 89] [Le 91]. On peut alors déterminer le facteur de champ local obtenu :

$$f = \sqrt[4]{\frac{\chi_{eff}^{(3)}}{\chi_{AlGaAs}^{(3)}}} = 3,6$$

Cette valeur est forte et en accord satisfaisant avec à la valeur théorique prévue ($f = 4,4$).

On peut en outre évaluer la susceptibilité non linéaire effective d'ordre trois effective correspondant à la génération de porteurs libres, le décalage $\Delta n_{1(\Delta t=53ps)} = -0,0116$ correspond en effet à un $\chi_{eff}^{(3)} = -4,7.10^{-9} u.e.s$.

Il est également possible, comme dans le cas du cristal photonique CdMnTe/CdMgTe d'évaluer le facteur de champ local à partir de cette contribution 'porteurs libres' de la variation photo induite d'indice de réfraction. La variation d'indice de réfraction due aux porteurs est toujours donnée par les expressions (IV.13) et (IV.14). Cependant, dans le cas présent, la fréquence du bord de bande optique ($\hbar\omega = 0,848eV$) est plus faible que la demi bande interdite électronique de GaAlAs ($\hbar\omega_G = 1,96eV$). En conséquence, les porteurs ne sont pas générés par absorption à deux photons, mais plutôt par absorption à trois photons de sorte que, suivant l'approche du paragraphe IV.1.2.4, la densité de porteurs photo induits s'écrit :

$$N_c = \frac{1}{3} \frac{\lambda}{hc} f^6 \alpha_3 I^3 \Delta t \quad (\text{IV.18})$$

où α_3 est le coefficient non linéaire d'absorption à trois photons. Remarquons que, pour ce processus non linéaire du cinquième ordre, le renforcement dû à la nanostructuration fait intervenir la puissance sixième du facteur de champ local, ce qui rend ce processus d'absorption à trois photons bien plus efficace que dans un matériau massif. Ce point sera à prendre en compte pour la réalisation de dispositifs ultra rapides.

Pour déterminer la valeur de α_3 , nous nous sommes fondés sur des valeurs données par Aitchison [Aitchison 97] pour des concentrations en Aluminium de 18, 19 et 20%. Les résultats sont reportés sur la Figure IV-15. On constate que, si la concentration joue un rôle très important au voisinage de la bande interdite électronique du semi conducteur, les résultats sont identiques loin du gap à $1,46\mu m$. Nous avons donc utilisé la valeur donnée par Aitchison pour notre échantillon contenant 30% d'Aluminium, soit $\alpha_3 = 0,03cm^3/GW^2$.

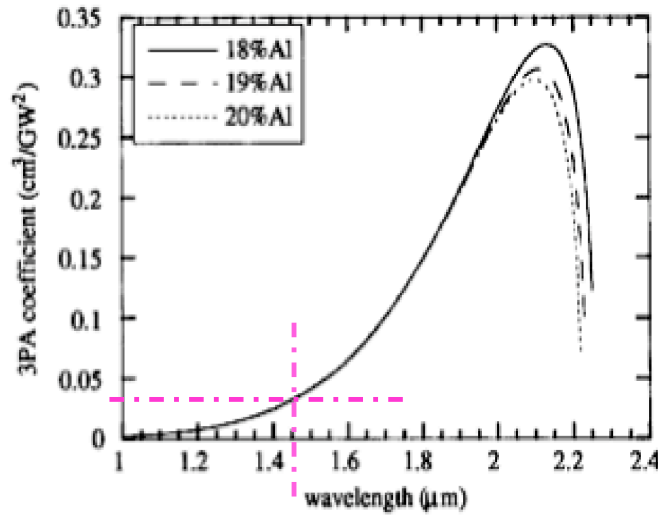


Figure IV-15 Dispersion calculée de α_3 trois différentes concentrations d'aluminium [Aitchison 97]. Notre estimation (traits mixtes épais) d' α_3 est aussi représentée.

On estime $\alpha_3 \approx 0,06 \text{ cm}^3/\text{GW}^2$.

À partir des relations (IV.13), (IV.14) et (IV.18), on en déduit l'expression du facteur de champ local :

$$f = \left[\frac{24\pi^2 c^3 h \epsilon_0 n_1 m_{\text{eff}} \Delta n}{e^2 \lambda^3 \alpha_3 I^3 \Delta t} \frac{\lambda^2 - \lambda_G^2}{\lambda^2} \right]^{1/8} \quad (\text{IV.19})$$

En utilisant, pour les quantités données dans l'expression (IV.19) les valeurs $n_1 = 3,32$, $m_{\text{eff}} = 0,061 \times 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $-\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$ pour $I = 1 \text{ GW}/\text{cm}^2$, $\lambda = 1,46 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $\lambda_G = 0,632 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ et $\Delta t = 14 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, on trouve la valeur $f = 3,94$ en très bon accord avec la valeur théorique ($f = 4,4$) et avec celle déterminée expérimentalement à partir de la contribution Kerr à la variation d'indice de réfraction ($f = 3,6$). La qualité de l'accord entre la valeur théorique et les deux valeurs expérimentales constitue une validation de l'analyse physique du processus d'accroissement des effets non linéaires en bord de bande d'un cristal photonique.

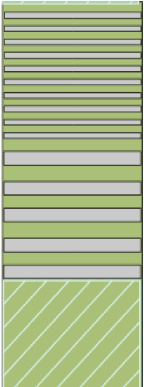
IV.2.3 Comparaison avec les calculs théoriques pour la réflectivité linéaire

IV.2.3.1 Paramètres de référence

Nous avons souhaité comparer les résultats expérimentaux obtenus avec les données théoriques attendues grâce à notre méthode de calcul matriciel.

Nous avons dans un premier temps modélisé une structure à cristal photonique en utilisant les paramètres nominaux de fabrication : les épaisseurs des différentes couches.

On rappelle ici les épaisseurs de la structure :



Description	Nbre de cycles	Epaisseur d'une couche (Å)
GaAs	1	50
Al30%GaAs	10	879
AlAs	10	1809
Al30%GaAs	5	1163
AlAs	5	2352
Buffer	1	2918
Substrat GaAs(N+)		

Figure IV-16 Structure du cristal photonique III-V (LPN)

D'autre part, nous avons vu au *Chapitre III* qu'il existe plusieurs types d' AlO_x selon la proportion de phase amorphe et/ ou polycristalline qui le constitue. Il en résultera un indice de réfraction différent. Généralement, on trouve dans la littérature un indice de réfraction n_{AlO_x} compris entre 1.47 et 1.66 [Bek 99] [Knopp 98] [Knopp 00]. Nous prendrons dans nos modélisation un indice n_{AlO_x} égal à 1.6 (valeur le plus souvent reportée dans la littérature).

En l'absence d'absorption, l'allure de la réflectivité linéaire de la sonde calculée est donnée sur la Figure IV-17.

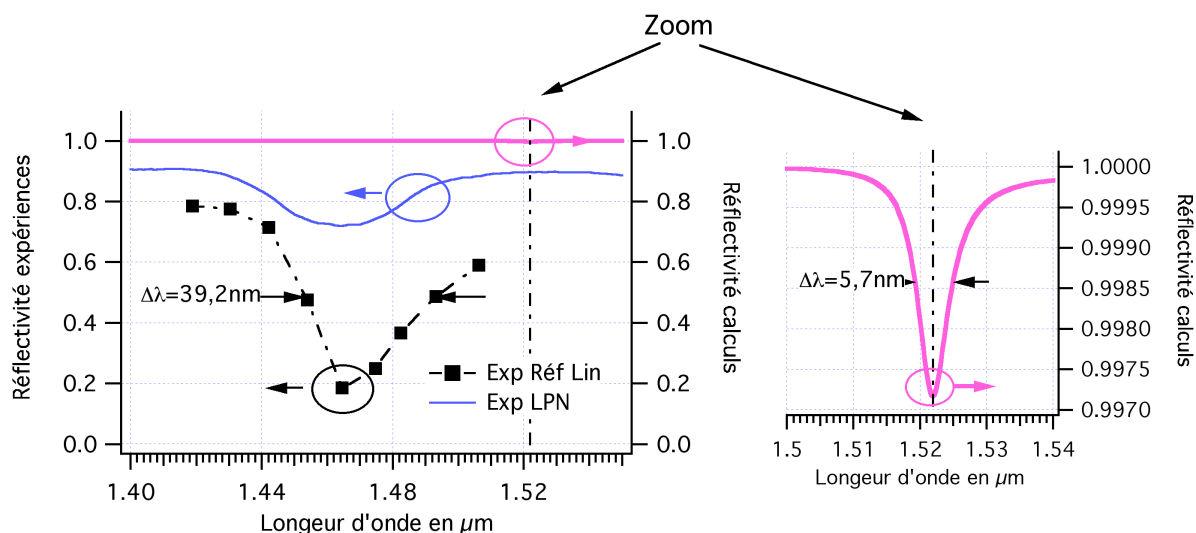


Figure IV-17 Réflectivité linéaire mesurée et simulation paramètres nominaux

Sur cette figure, sont représentées :

- la réflectivité linéaire mesurée (carrés et trait mixte) au laboratoire
- la réflectivité linéaire mesurée par FTIR au LPN sur un plot différent (trait continu)
- la simulation numérique (trait épais) réalisée avec les paramètres nominaux (sans absorption) (zoomée en échelle verticale sur encart de droite)

On constate tout d’abord que si on utilise les paramètres nominaux (épaisseurs), le creux de réflectivité de la sonde est obtenu pour une longueur d’onde de 1522 nm environ alors que pour nos expériences on observe plutôt ce creux aux alentours de 1468nm. On observe d’autre part une largeur à mi hauteur et une profondeur du creux de réflectivité beaucoup plus faibles dans nos simulations que pour nos expériences.

Nous avons vu au *Chapitre III* que l’épaisseur d’une couche d’AlAs pouvait varier après oxydation. Il est généralement observé un rétreint, ce dernier pouvant varier entre 0.5 et 20%. Nous avons alors souhaité prendre en compte ce paramètre afin de voir si cela pouvait expliquer le décalage en longueur d’onde observé.

IV.2.3.2 Variation d’épaisseur des couches d’AlOx

IV.2.3.2.1 Simulations en l’absence de pertes

Nous avons tout d’abord observé l’influence d’un décalage constant d’épaisseur. Le rétreint pouvant varier entre 0.5 et 20%, la Figure IV-18 permet de visualiser l’évolution de la réflectivité linéaire de la sonde pour quelques valeurs de cette gamme.

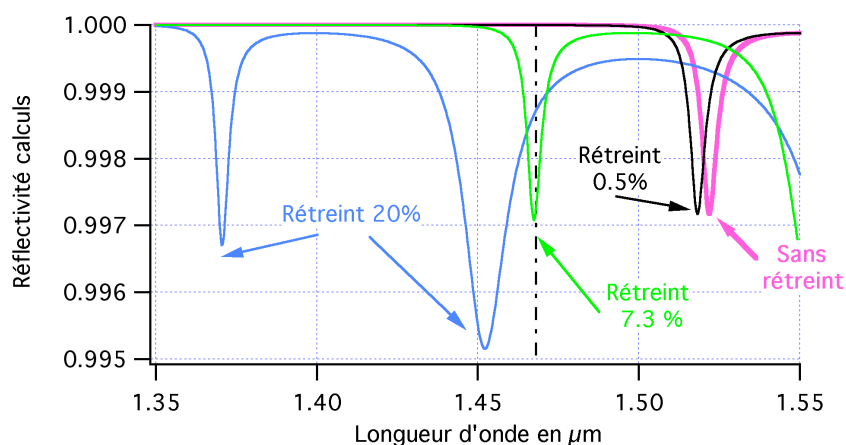


Figure IV-18 Simulations numériques de différents rétreints possible des couches d'AlOx

On constate que la prise en compte d'un rétreint possible des couches d'AlOx permet essentiellement de décaler le spectre de réflectivité, la largeur du creux reste sensiblement équivalente. On pourrait, d'autre part, penser, notamment en observant la courbe représentant le rétreint de 20% que le creux que nous observons lors de nos expériences aux alentours de 1468nm est en réalité le deuxième creux. Cette hypothèse semble assez improbable puisque, d'une part, nos courbes sont en accord avec les mesures linéaires effectuées par Nadia Belabas au LPN, cette dernière a bien observé qu'il s'agissait du premier creux de réflectivité, et d'autre part, lors de mesures préliminaires nous avons bien obtenu un plateau de réflectivité constante avant 1400 nm (cf Figure IV-11).

La Figure IV-19 permet d'observer plus précisément la différence de largeur entre les réflectivités mesurées (au laboratoire et au LPN) et celle que nous avons calculé pour un rétreint de 7,3% des couches d'AlOx. Pour expliquer cette différence entre la largeur de la résonance calculée et celle que nous avons mesuré, on peut penser que le rétreint n'est peut être pas constant et qu'il pourrait posséder par exemple une symétrie cylindrique autour de 7,3%.

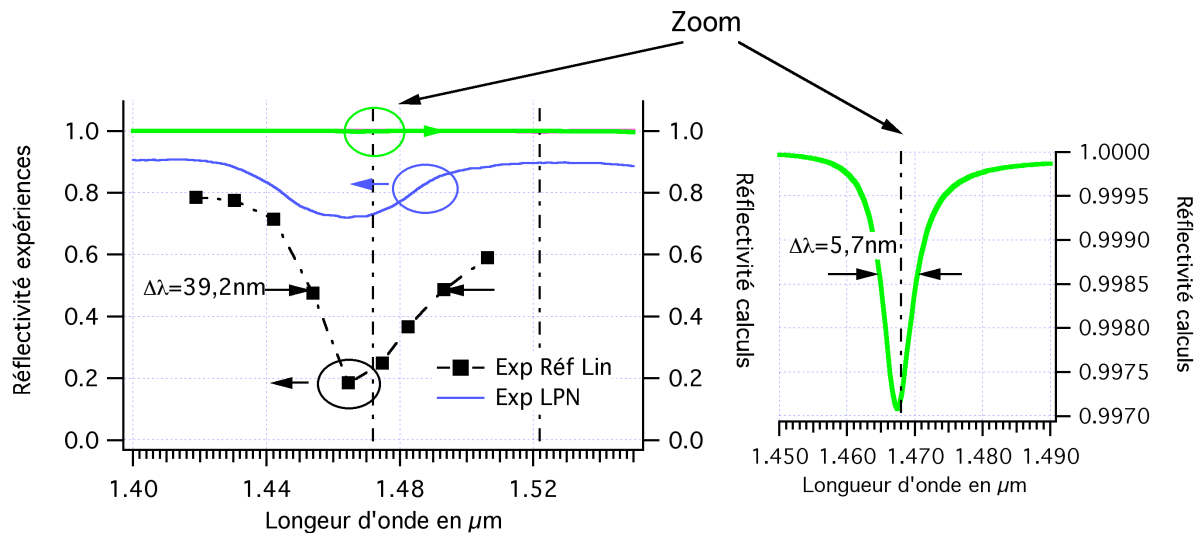


Figure IV-19 Réflectivité linéaire mesurée et simulation paramètres nominaux

Sur cette figure, sont représentées :

- la réflectivité linéaire mesurée au laboratoire (carrés et trait mixte)
- la réflectivité linéaire mesurée par FTIR au LPN sur un plot différent (trait continu)
- la simulation numérique (trait épais) réalisée avec un changement d'épaisseur de 7.3% sur toutes les couches d'AlOx (sans absorption)

On peut d'ailleurs voir sur la Figure IV-20 que des rétreints compris par exemple entre 5% et 9,3% pourraient rendre compte de cet élargissement. On voit donc qu'il serait intéressant de disposer d'études encore mieux résolues spatialement afin de s'affranchir d'une inhomogénéité éventuelle de l'échantillon étudié.

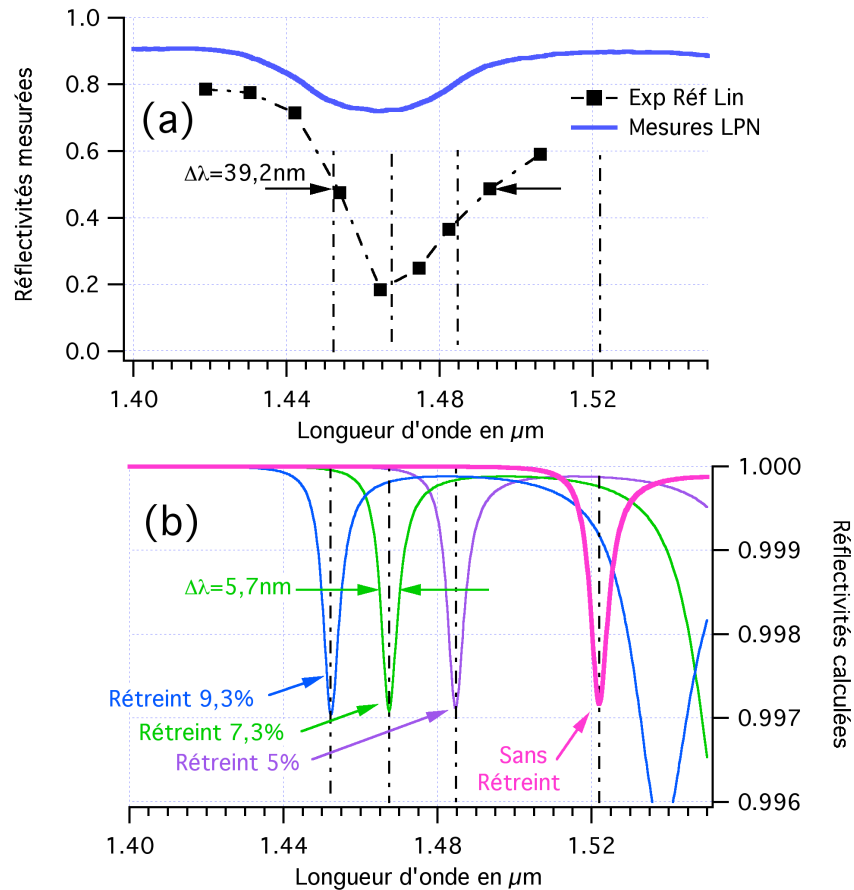


Figure IV-20 Réflectivités linéaires mesurées et calculées pour différents rétreints

IV.2.3.2.2 Pertes par diffusion aux interfaces

Nous avons pour l'instant modélisé le décalage du spectre de réflectivité en imposant un rétreint de 7,3% sur les couches d'AlOx. Nous avons cependant observé un creux de réflectivité peu profond. Cela est néanmoins tout à fait normal dans la mesure où nous avons effectué nos simulations sans aucune perte.

Nous avons alors souhaité évaluer la quantité de pertes aux interfaces nécessaire pour obtenir un creux de réflectivité comparable à celui observé lors de nos mesures.

La Figure IV-21 présente les résultats obtenus.

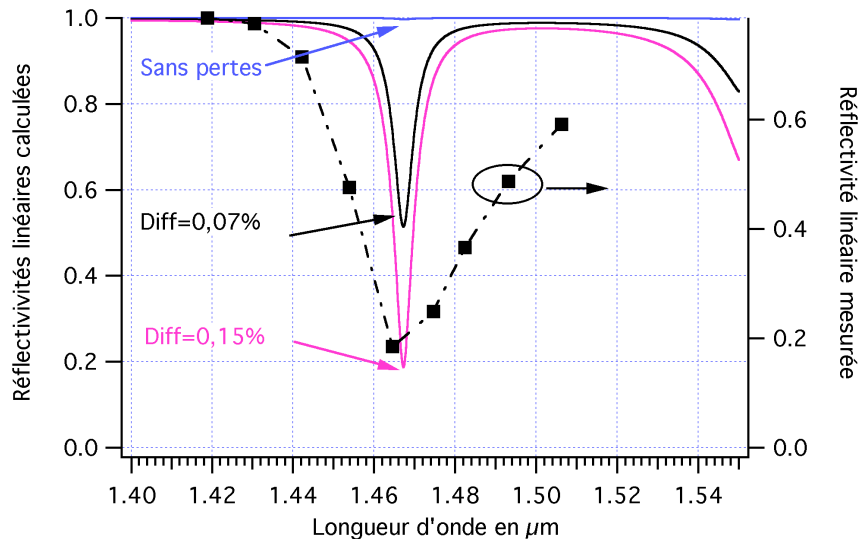


Figure IV-21 Influence de la diffusion sur la profondeur de la résonance

D'ordinaire, la valeur 'standard' de pertes par diffusion aux interfaces est de l'ordre de 0,07% environ. Dans notre cas, on constate que les pertes par diffusion seraient plutôt de l'ordre de 0,15%. Cette valeur bien que supérieure à celle usuellement utilisée reste assez faible. Néanmoins, du fait des nombreux allers-retours effectués dans la structure, son influence n'est pas négligeable. Ainsi, si l'on compare le facteur de champ local avec un taux de diffusion de 0,15% à celui obtenu sans pertes, on peut immédiatement observer l'impact catastrophique sur la localisation de la lumière (cf. Figure IV-22).

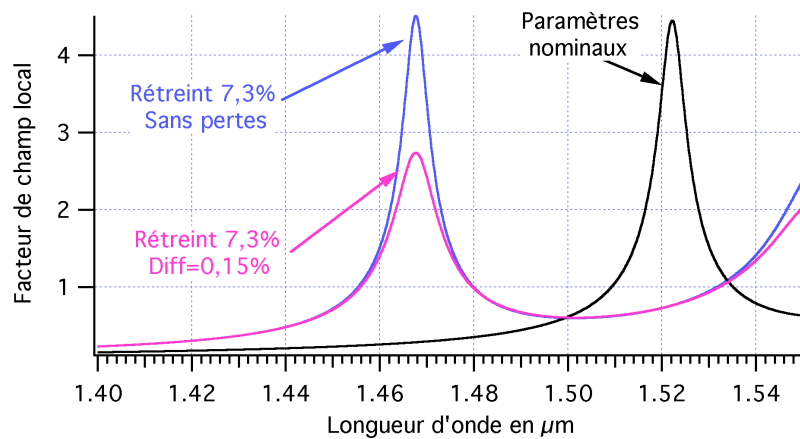


Figure IV-22 Facteur de champ local avec et sans pertes

La simulation utilisant les paramètres nominaux prédisait un facteur de champ local $f_{nom}=4,4$. En prenant en compte une absorption de 0,15%, on obtient un facteur de champ local tel que $f_{diff0.15\%}=2,7$.

IV.2.3.2.3 Pertes par absorption

Nous avons également modélisé l'influence des pertes par absorption, les résultats sont présentés sur la Figure IV-23. On constate néanmoins qu'il faut imposer un taux d'absorption de 200cm^{-1} pour pouvoir atteindre la même profondeur pour les bords de bande expérimentaux et calculés. Cette valeur est beaucoup trop élevée et on peut donc en déduire que ce n'est pas un phénomène d'absorption linéaire qui creuse le bord de bande.

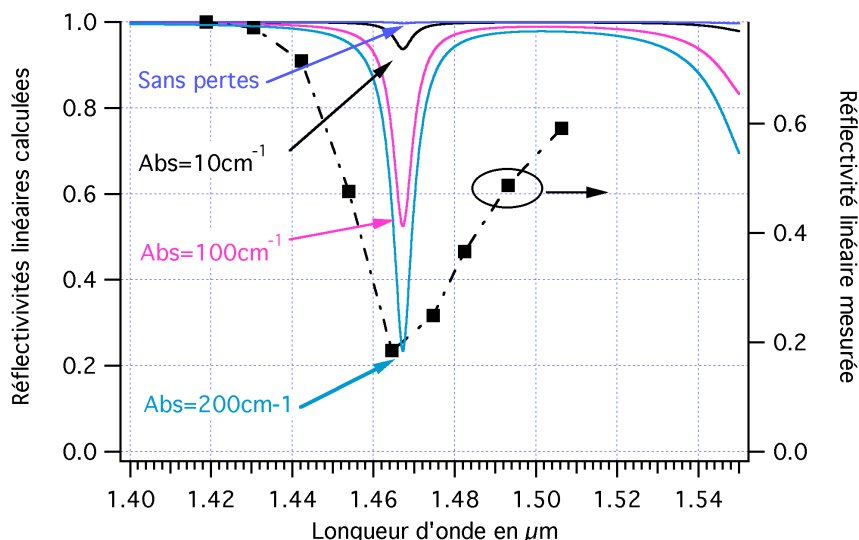


Figure IV-23 Influence de l'absorption sur la profondeur de la résonance

On présente enfin sur la Figure IV-24 l'impact d'une très forte absorption (200cm^{-1}) sur le facteur de champ local.

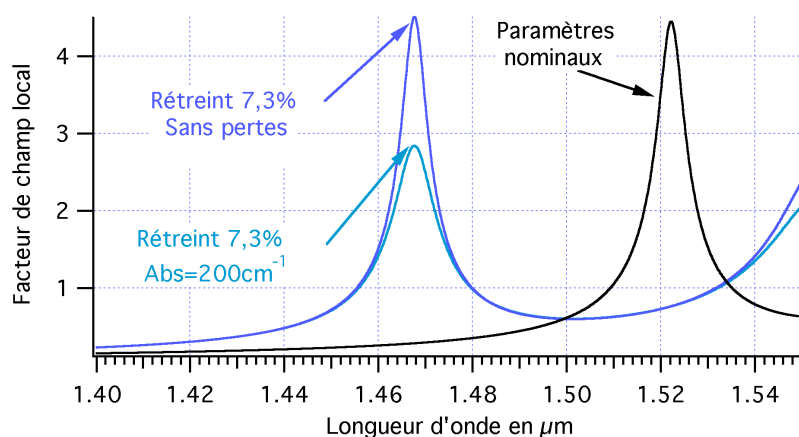


Figure IV-24 Influence de l'absorption sur le facteur de localisation

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter les différents résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Nous avons notamment pu montrer l'exaltation de la non linéarité d'ordre trois en bord de bande interdite grâce aux différentes études spectroscopiques et résolues en temps que nous avons menées.

Pour le premier cristal photonique (matériaux II-VI) nous avons pu montrer qu'une forte exaltation de l'efficacité non linéaire pouvait être obtenue grâce à la structuration de ce matériau. Nous avons pu montrer une exaltation de la réflectivité conjuguée, mesurée par mélange à quatre ondes, en bord de bande interdite. Nous avons en outre été confronté à un effet Kerr dû à la génération de porteurs libres par absorption à deux photons d'une partie de l'intensité introduite dans la structure. Nous avons en effet montré une chute de la susceptibilité non linéaire effective d'ordre trois à haute énergie. Nous avons montré que cette dernière était due à un décalage des spectres des différents faisceaux dû à l'effet Kerr, ce qui avait entraîné une moins bonne localisation de la lumière.

Nous avons par ailleurs, à l'aide du deuxième cristal photonique (matériaux III-V), également montré l'exaltation des non linéarités d'ordre trois en bord de bande. Nous avons notamment mis en évidence deux contributions à la non linéarité : une contribution instantanée due à l'effet Kerr optique et une contribution de bien plus longue durée de vie due induite par la génération de porteurs libres par absorption à trois photons dans le semi-conducteur.

Afin de discuter du potentiel des cristaux photoniques 1D pour des applications de traitement optique du signal, on se propose d'utiliser le Tableau IV-1 qui présente les performances respectives des deux cristaux photoniques que nous avons étudiés. Pour pouvoir effectuer une comparaison judicieuse des ces échantillons, les résultats présentés correspondent à une même intensité de pompe de $1\text{GW}/\text{cm}^2$ [Astic 08-a].

CP	Contraste d'indice	Nombre de paires	f	$\Delta\lambda_B$ (nm) à $1\text{GW}/\text{cm}^2$	Origine physique Δn	Densité porteurs libres (cm^{-3})
II-VI	0.5	30	2,23	-2,5	Porteurs libres -0,011	13.10^{18}
III-V	1.71	10	3,94 3,6	-7,5	Porteurs libres -0,016 Kerr -0,013	$2,7.10^{18}$

Tableau IV-1 Performances des cristaux photoniques II-VI et III-V étudiés

On constate tout d'abord un meilleur facteur de localisation pour l'échantillon III-V malgré le fait que celui-ci soit plus mince que le II-VI (3 fois moins de paires). Ceci démontre que des

cristaux photoniques à fort contraste d'indice ont un fort potentiel pour des dispositifs de traitement optique du signal à faible encombrement.

À partir du Tableau IV-1, il apparaît aussi que, à la même intensité de $1\text{GW}/\text{cm}^2$, le décalage du bord de bande vers le bleu est bien plus important dans l'échantillon III-V que pour le II-VI. Ce large décalage vers le bleu est principalement dû à un effet Kerr pur, la contribution de ce dernier étant double de celle due aux porteurs libres. Ces deux exemples ont aussi montré que des porteurs libres étaient photo générés dans les cristaux photoniques aux fortes intensités de pompe par des processus d'absorption à deux ou trois photons (avec une densité seulement cinq fois plus petite pour ce dernier cas).

On constate que, pour des applications de traitement optique du signal rapide, où de forts taux de répétition sont nécessaires, les porteurs libres doivent être évités du fait d'une part qu'ils limitent le temps de réponse des dispositifs mais aussi d'autre part du fait qu'ils sont responsables d'un échauffement thermique indésirable. Au vu de ces propriétés, l'absorption à deux photons doit être strictement évitée. C'est le cas avec l'échantillon III-V qui montre un changement d'indice induit par effet Kerr deux fois plus large que celui dû aux porteurs libres, alors que seule cette dernière contribution est présente dans l'échantillon II-VI. Travailler à de plus faibles intensités ($0,2\text{GW}/\text{cm}^2$ par exemple) limiterait la densité de porteurs en dessous de $2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ et correspondrait à un changement d'indice de réfraction de $1,7 \cdot 10^{-6}$, une valeur qui serait bien plus faible que celle due à l'effet Kerr ($2,0 \cdot 10^{-3}$ à la même intensité de pompe). De part la grande largeur du bord de bande de notre échantillon III-V, une telle intensité est trop faible pour observer un changement de réflectivité en présence de pompe. Cependant, comme nous l'avons vu au paragraphe IV.2.3, les modèles prévoient de bien plus fines résonances du bord de bande. On voit ainsi toute l'importance cruciale de bien pouvoir maîtriser la fabrication de ces cristaux afin de réaliser des dispositifs de dimensions très réduites, commandés par de faibles puissances de pompe et présentant des temps de réponse rapides et presque pas d'échauffement thermique.

V. Étude théorique des effets non linéaires dans un cristal photonique à deux dimensions

V.1 Introduction

De nombreuses études théoriques concernant les structures photoniques à deux dimensions ont déjà été réalisées sur la détermination du bord de bande par la théorie du milieu effectif [Lalanne 96] ou par des méthodes reposant sur des matrices de transfert [Lin 03] [Botten 04].

Notre approche de l'étude des effets non linéaires dans un cristal photonique à deux dimensions est fondée sur la généralisation de celle effectuée au *Chapitre II* concernant les cristaux photoniques à une dimension. Dans ces cristaux photoniques à une dimension, l'accroissement des nonlinéarités se produit en bord de bande interdite du cristal photonique considéré. Pour les cristaux photoniques à deux dimensions, nous allons donc, dans ce chapitre, nous intéresser tout particulièrement au cas d'un double bord de bande : nous parlerons alors d'une dégénérescence d'ordre deux du dit bord de bande. Au plan calculatoire, quoique l'approche matricielle utilisée au *Chapitre II* soit envisageable à deux dimensions, pour cette première étude des effets non linéaires, nous utiliserons une méthode plus simple décrivant bien les propriétés essentielles des réseaux 2D considérés. Cette méthode utilisera une décomposition en série de Fourier du réseau 2D.

La partie *V.2* décrira le type de cristaux photoniques 2D considéré dans notre étude et précisera les avantages attendus de ce choix. Parce que les apports potentiels du 2D doivent être comparés à ceux du 1D décrits au *Chapitre II*, la partie *V.3* analyse les effets non linéaires dans un cristal photonique 1D à franges inclinées attaqué perpendiculairement à la face d'entrée. Le cœur du problème est traité dans la partie *V.4* décrivant la réflectivité, le facteur d'intensité locale et les effets non linéaires dans le cristal photonique 2D défini dans la partie *V.2*. Enfin une discussion des résultats est présentée dans la partie *V.5*.

V.2 Le cristal photonique 2D étudié

V.2.1 Principe du cristal photonique 2D considéré

L'étude des cristaux photoniques 1D a montré qu'un faisceau incident à l'angle θ sur un cristal photonique 1D était réfléchi dans une bande spectrale considérée (bande interdite) et totalement transmis aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 situées en bord de bande interdite avec un très fort accroissement du champ local autour de ces longueurs d'onde (voir Figure V-1-a). Le calcul des champs réfléchis et transmis faisant intervenir le cosinus de l'angle θ , le résultat est exactement le même si le faisceau est incident sur un réseau incliné de même angle symétriquement par rapport à la direction de propagation de l'onde incidente (voir Figure V-1-b).

Le problème que nous étudions dans ce chapitre consiste en la réponse à la question : que se passe-t-il si le faisceau est incident sur un cristal photonique 2D résultant de la superposition des réseaux 1D des figures V-1-a et V-1-b ? Nous nous intéresserons donc ici au cas où la propagation des ondes lumineuses s'effectue dans le plan du cristal photonique (voir Figure V-1-c). Bien sûr, pour une incidence selon la bissectrice des franges 2D nous nous attendons à un partage de la réflectivité du faisceau incident sur une bande spectrale donnée (bande interdite) et à une transmission totale du faisceau incident pour les longueurs d'onde situées en bord de bande interdite, avec une augmentation concomitante du facteur de champ local. Toutefois, ceci reste à caractériser numériquement pour voir si le facteur de champ local est sur-exalté par cette dégénérescence du bord de bande, amenant ainsi à un accroissement supplémentaire des effets non linéaires dans les cristaux photoniques 2D. D'autres questions se posent aussi lorsque l'angle d'incidence n'est plus selon la bissectrice des franges du cristal photonique 2D. La partie V.4 donnera les éléments de réponse à ces questions.

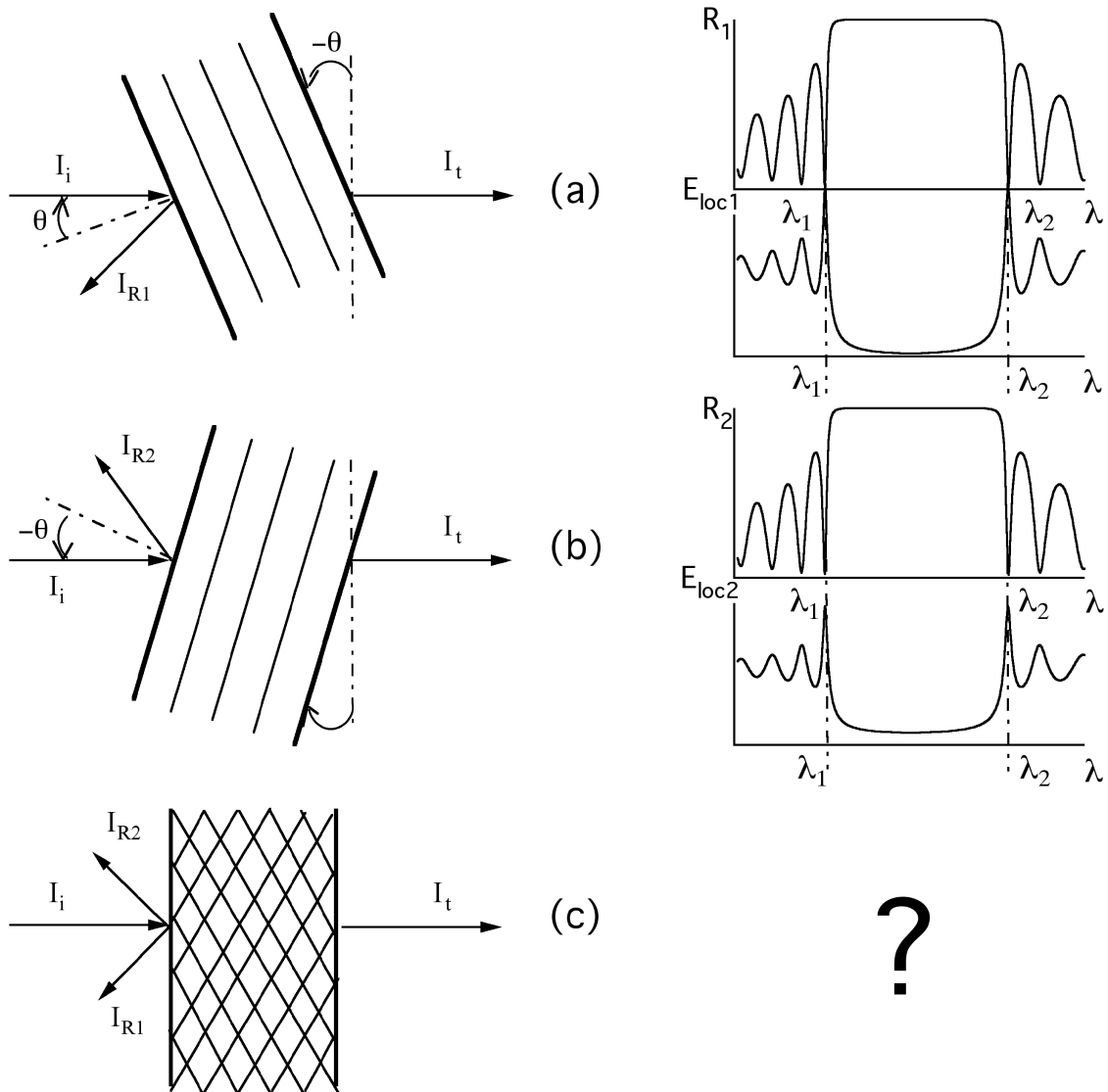


Figure V-1 Principe de notre étude

(a) Réseau 1D, faisceau incident incliné d'un angle θ

(b) Réseau 1D, faisceau incliné d'un angle $-\theta$

(c) Cristal Photonique 2D résultant de la superposition des réseaux 1D (a) et (b)

V.2.2 Description du cristal photonique 2D considéré

Suivant les principes décrits au paragraphe V.2.1, nous considérons un cristal photonique 2D formé de deux réseaux de même pas Λ dont les normales aux strates sont inclinées d'angles $+\alpha$ et $-\alpha$ par rapport à la direction Oz (voir Figure V.2). Les réseaux sont supposés fabriqués par gravure d'un matériau d'indice n_1 , la partie gravée pouvant être remplie d'un matériau d'indice n_2 . Pris séparément, les réseaux 1D d'angles $-\alpha$ et $+\alpha$ seraient donc formés de couches d'indices n_1 et n_2 d'épaisseurs respectives e_1 et e_2 (voir Figure V.3). L'ensemble des deux réseaux 1D constitue un cristal photonique 2D formé de plots (de forme losange) d'indice n_1 situé dans une mer d'indice n_2 selon le pavage de la Figure V.2. Un tel arrangement périodique est décrit dans le repère rectangulaire (z,x) par la maille montrée sur la Figure V.4. Il s'agit d'un rectangle de côtés $\Lambda/\cos(\alpha)$ et $\Lambda/\sin(\alpha)$ selon les directions z et x . Le centre du rectangle est occupé par un losange constitué du matériau d'indice n_2 . Les diagonales du losange valent $e_1/\cos(\alpha)$ et $e_1/\sin(\alpha)$ selon les axes z et x . De même, les quatre sommets de la maille sont occupés par des triangles constitués du même matériau d'indice n_2 . Ces triangles rectangles ont des côtés de longueurs respectives $e_1/2\cos(\alpha)$ et $e_1/2\sin(\alpha)$ selon Oz et Ox. Tout le reste de la maille est constitué du matériau d'indice n_1 .

Pour terminer, précisons que le cristal photonique 2D considéré est infini selon la direction x et de longueur $L = n\Lambda/\cos(\alpha)$ selon Oz. Il est donc constitué d'un nombre entier de périodes selon Oz.

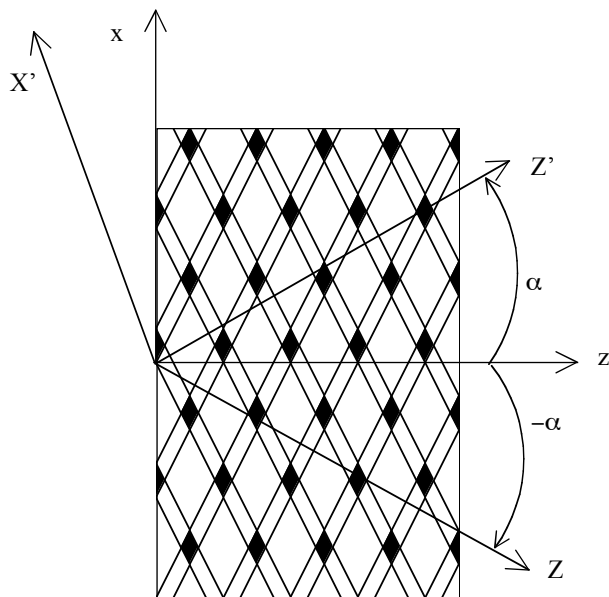


Figure V-2 Cristal photonique 2D formé de deux réseaux de même pas Λ

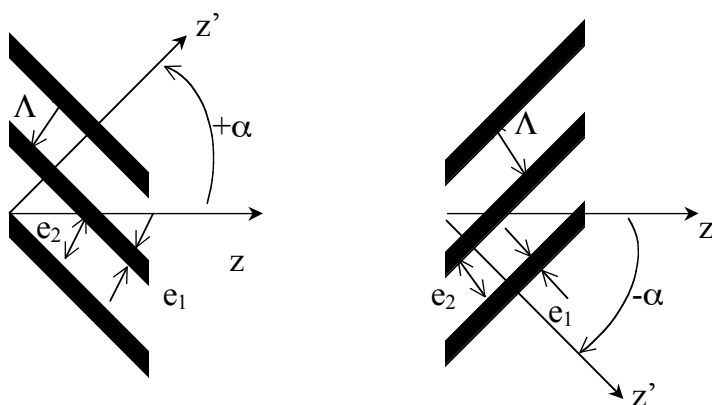


Figure V-3 Réseaux 1D d'angles $-\alpha$ et $+\alpha$ formés de couches d'indices n_1 et n_2 , d'épaisseurs respectives e_1 et e_2

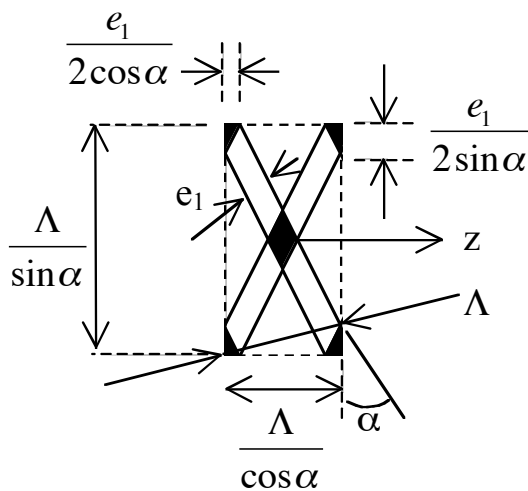


Figure V-4 Maille du cristal photonique 2D

V.2.3 Décomposition en série de Fourier des permittivités et susceptibilités non linéaires du cristal photonique 2D

Compte tenu de la périodicité du matériau, toutes les quantités relatives au cristal photonique 2D peuvent être décomposées en série de Fourier. Ceci est le cas des permittivité linéaire et susceptibilités non linéaires intervenant dans les équations de propagation des ondes lumineuses dans les cristaux photoniques 2D. Nous allons ci-dessous traiter le cas de la permittivité linéaire. Les résultats obtenus s'appliqueront directement à celui des susceptibilités non linéaires.

La permittivité s'exprime par la fonction $\varepsilon(z, x)$ où $\varepsilon(z, x) = n_2^2$ à l'intérieur des losanges et $\varepsilon(z, x) = n_1^2$ ailleurs. En utilisant une série de Fourier pour cet objet périodique, $\varepsilon(z, x)$ s'écrit :

$$\varepsilon(z, x) = \left[\sum_{N_z, N_x} \varepsilon_{N_z, N_x} \exp i [N_z K_z z + N_x K_x x] \right] \Pi\left(\frac{z}{L}\right) \quad (\text{V.1})$$

où N_z et N_x sont des entiers relatifs (positifs, nuls ou négatifs) et où $\Pi\left(\frac{z}{L}\right) = 1$ pour $0 \leq z \leq L$ et $\Pi\left(\frac{z}{L}\right) = 0$ ailleurs.

Dans la formule V.1, le vecteur d'onde $\underline{K} = K_z \hat{z} + K_x \hat{x}$, correspondant à la cellule unité, a pour composantes selon les axes \hat{z} et \hat{x} respectivement $K_z = 2\pi \frac{\cos(\alpha)}{\Lambda}$ et $K_x = 2\pi \frac{\sin(\alpha)}{\Lambda}$.

Comme pour toute série de Fourier, les coefficients sont calculés par intégration sur une période de $\varepsilon(z, x) \exp i (N_z K_z z + N_x K_x x)$. On a ainsi, en choisissant un repère (z, x) centré sur la maille :

$$\varepsilon_{00} = \int_{-\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}} dz \int_{-\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}} dx \varepsilon(z, x) \quad (\text{V.2-a})$$

$$\varepsilon_{0N_x} = \int_{-\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}} dz \int_{-\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}} dx \varepsilon(z, x) \exp i N_x K_x x \quad (\text{V.2-b})$$

$$\varepsilon_{N_z 0} = \int_{-\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}} dz \int_{-\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}} dx \varepsilon(z, x) \exp i N_z K_z z \quad (\text{V.2-c})$$

$$\varepsilon_{N_z N_x} = \int_{-\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \cos \alpha}} dz \int_{-\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}}^{\frac{\Lambda}{2 \sin \alpha}} dx \varepsilon(z, x) \exp i (N_z K_z z + N_x K_x x) \quad (\text{V.2-d})$$

Le calcul détaillé est présenté dans l'appendice A1. Comme nous le verrons dans la partie V.4, seuls les coefficients ε_{00} , ε_{11} et ε_{-1-1} interviennent dans la résolution des équations de

propagations linéaire et non linéaire des ondes dans le cristal photonique 2D. On utilise ici les résultats suivants :

$$\varepsilon_{00} = \varepsilon_0 = n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2) \frac{e_1^2}{\Lambda^2} \quad (\text{V.3-a})$$

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{1-1} = \varepsilon_1 = \frac{n_1^2 - n_2^2}{\pi} \frac{e_1}{\Lambda} \sin\left(\pi \frac{e_1}{\Lambda}\right) \quad (\text{V.3-b})$$

Il est à noter que c'est le facteur de remplissage $\frac{e_1^2}{\Lambda^2}$ qui intervient dans ε_0 déterminant l'indice effectif moyen $n_{eff} = \sqrt{\varepsilon_0}$ du matériau, et que c'est le produit $\frac{e_1}{\Lambda} \sin\left(\pi \frac{e_1}{\Lambda}\right)$ qui maximise la valeur de ε_1 en fonction de la répartition des matériaux d'indice n_1 d'épaisseur e_1 et n_2 d'épaisseur $\Lambda - e_1$.

Comme indiqué précédemment, on obtient des expressions identiques pour les susceptibilités non linéaires utilisées pour l'étude de la propagation non linéaire. On a ainsi pour la susceptibilité non linéaire du troisième ordre :

$$\chi_{00}^{(3)} = \chi_0^{(3)} = \chi_2^{(3)} + (\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}) \frac{e_1^2}{\Lambda^2} \quad (\text{V.4-a})$$

$$\chi_{11}^{(3)} = \chi_{1-1}^{(3)} = \chi_{eff}^{(3)} = 2 \frac{\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}}{\pi} \frac{e_1}{\Lambda} \sin\left(\pi \frac{e_1}{\Lambda}\right) \quad (\text{V.4-b})$$

V.3 Propagations linéaire et non linéaire dans un cristal photonique 1D incliné

Avant de procéder à l'étude de la propagation linéaire et non linéaire dans un cristal photonique 2D, nous allons effectuer celle considérant un cristal photonique 1D incliné d'un angle α par rapport à la face d'entrée et attaqué sous une incidence θ_R par le faisceau incident (voir Figure V-5).

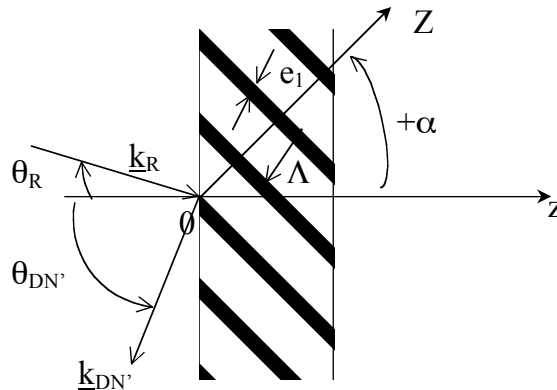


Figure V-5 Cristal photonique 1D incliné d'un angle α

V.3.1 Décomposition en série de Fourier des constantes de permittivité linéaire et susceptibilités non linéaires

On considère d'abord la permittivité linéaire $\varepsilon(x, y)$. On a :

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon_\infty(Z) * \Pi(z/L) \quad (\text{V.5})$$

où $\varepsilon_\infty(Z)$ représente la permittivité linéaire du cristal photonique 1D selon la direction OZ.

En développant $\varepsilon_\infty(Z)$ en série de Fourier on a :

$$\varepsilon_\infty(Z) = \varepsilon_0 + \sum_{N \neq 0} \varepsilon_N \exp iNKZ \quad (\text{V.6})$$

où $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ représente le vecteur d'onde élémentaire du cristal photonique 1D de pas Λ .

Les coefficients de Fourier sont donnés par les relations :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \varepsilon dz = \frac{1}{\Lambda} [\varepsilon_1 e_1 + \varepsilon_2 e_2 (\Lambda - e_1)] = \varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{e_1}{\Lambda} \quad (\text{V.7})$$

$$\varepsilon_N = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \varepsilon \exp\left(-i \frac{2\pi N}{\Lambda} Z dZ\right) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{e_1} \varepsilon_1 \exp\left(-i \frac{2\pi N}{\Lambda} Z dZ\right) + \frac{1}{\Lambda} \int_{e_1}^\Lambda \varepsilon_2 \exp\left(-i \frac{2\pi N}{\Lambda} Z dZ\right) \quad (\text{V.8})$$

$$\varepsilon_N = \frac{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{2\pi N} \left(1 - \exp\left(-i \frac{2\pi N e_1}{\Lambda}\right)\right) \quad (\text{V.9})$$

De la même manière, pour la susceptibilité non linéaire du troisième ordre, on a :

$$\chi_0^{(3)} = \chi_2^{(3)} + (\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}) \frac{e_1}{\Lambda} \quad (\text{V.10})$$

$$\chi_{eff}^{(3)} = i \frac{(\chi_2^{(3)} - \chi_1^{(3)})}{2\pi N} \left(1 - \exp\left(-i \frac{2\pi N e_1}{\Lambda}\right)\right) \quad (\text{V.11})$$

V.3.2 Propagation linéaire

Le champ électromagnétique à l'intérieur de la structure ($z < L$) s'écrit :

$$\underline{E} = \sum_{N'} \underline{E}_{D_{N'}} \quad (\text{V.12})$$

où $\underline{E}_{D_0} = \underline{E}_R = \hat{e} A_R \exp i \underline{k}_R \underline{r}$ est le champ de lecture de polarisation \hat{e} , d'amplitude A_R et de vecteur d'onde $\underline{k}_R = k(\cos \theta_R \hat{z} + \sin \theta_R \hat{x})$, et $\underline{E}_{D_{N'}} = \hat{e} A_{D_{N'}} \exp(i \underline{k}_{D_{N'}} \underline{r})$ est le champ diffracté d'ordre N' de même polarisation \hat{e} , d'amplitude $A_{D_{N'}}$ et de vecteur d'onde $\underline{k}_{D_{N'}} = k[\cos \theta_{D_{N'}} \hat{z} + \sin \theta_{D_{N'}} \hat{x}]$.

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation de l'amplitude A_{D_N} de l'onde \underline{E}_{D_N} s'écrit :

$$2i\underline{k}_{D_{N_1}} \cdot \underline{\nabla} A_{D_{N_1}} - k^2 A_{D_{N_1}} = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_N \sum_{N''} \varepsilon_N A_{D_{N''}} \exp i(\underline{k}_{D_{N''}} - \underline{k}_{D_{N_1}} + N\underline{K}) \cdot \underline{r} \quad (\text{V.13})$$

Le réseau étant infini dans la direction x , le désaccord de phase doit être nul le long de cette direction : cette relation relie N' , N'' et N .

$$\Delta k_x = 0 = k(\sin \theta_{D_{N''}} - \sin \theta_{D_{N'}}) + NK \sin \alpha \quad (\text{V.14})$$

Cette relation signifie que les ondes diffractées d'ordre N' et N'' sont couplées par l'ordre N du réseau. Quand $N' \equiv N''$, c'est l'ordre zéro du réseau qui intervient, avec l'indice de réfraction effectif $n_{\text{eff}} = [\varepsilon_0]^{1/2}$ qui détermine le module du vecteur d'onde \underline{k} donné par la relation $k = n_{\text{eff}} \omega / c$. D'autre part, on voit que l'onde de lecture $\underline{E}_R = \underline{E}_{D_0}$ est couplée aux deux ondes diffractées (transmises et réfléchies) d'ordre N par l'ordre N du réseau.

V.3.2.1 Approximation de désaccord de phase faible

Dans ce qui suit, par raison de simplicité, et surtout parce que ce sont les plus importants, nous ne considérerons que les termes proches de l'accord de phase couplant l'onde de lecture et l'onde diffractée d'ordre N : on néglige le couplage entre les ondes diffractées.

La relation (V.14) fixe alors les directions des ondes diffractées vers l'avant et vers l'arrière par les relations :

$$\theta_{D_{N'}} = \begin{cases} -\text{Arc sin} \left[\frac{N\lambda}{\Lambda n_{\text{eff}}} \sin \alpha - \sin \theta_R \right] & (\text{avant ou transmission}) \\ \pi + \text{Arc sin} \left[\frac{N\lambda}{\Lambda n_{\text{eff}}} \sin \alpha - \sin \theta_R \right] & (\text{arrière ou réflexion}) \end{cases} \quad (\text{V.15})$$

Le déphasage est alors uniquement dans la direction z avec un désaccord de vecteur d'onde :

$$\Delta k_z(N) = N \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} [\cos \theta_{D_{N'}} - \cos \theta_R] \quad (\text{V.16})$$

Pour obtenir de forts champs locaux, on s'intéresse au cristal photonique 1D de type miroir de Bragg de sorte que le pas Λ du réseau est choisi tel que $\frac{N_0 \lambda_0}{\Lambda n_{\text{eff}}} = 2 \cos \alpha$ pour la longueur

d'onde du centre de bande interdite λ_0 et l'ordre N_0 du réseau d'une onde normale à l'échantillon. On se place de plus au 1^{er} ordre du réseau de Bragg ($N_0=1$) qui est le plus important. Les directions des faisceaux diffractés sont alors données par :

$$\theta_{D_N'} = \begin{cases} -\text{Arc sin}\left(N \frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha - \sin \theta_R\right) \\ \pi + \text{Arc sin}\left(N \frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha - \sin \theta_R\right) \end{cases} \quad (\text{V.17})$$

qui se réduit à :

$$\theta_{D_N'} = \begin{cases} -2\alpha \\ \pi + 2\alpha \end{cases} \quad (\text{V.18})$$

pour la longueur d'onde $\lambda = \lambda_0$ d'une onde normale à l'échantillon et l'ordre $N_0 = 1$ du réseau. Le désaccord de phase selon z est alors nul pour cette longueur d'onde pour la direction $\theta_{D_N'} = \pi + 2\alpha$.

Dans ce qui suit, nous limitons l'étude à ce seul ordre de diffraction réfléchi $N = 1$ proche de l'accord de phase parfait quand λ est voisine de λ_0 . Nous négligeons les ordres supérieurs nettement plus désaccordés en phase. Une vérification de cette approximation est donnée dans l'appendice A.2.

Il faut noter que souvent, seuls les ordres ± 1 sont possibles compte tenu de la restriction $\left|N \frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha - \sin \theta_R\right| \leq 1$ imposée par la relation V.17. Dans ce cas, le seul problème qui se pose est le suivant : l'ordre -1 qui n'est pas proche de l'accord de Bragg peut-il jouer un rôle important ?

V.3.2.2 Calcul de la réflectivité du cristal photonique 1D

Les équations de propagation couplées des ondes de lecture d'amplitude A_R et diffractée d'ordre -1 d'amplitude A_D sont données par les relations :

$$\sin \theta_R \frac{\partial A_R}{\partial z} + \cos \theta_R \frac{\partial A_R}{\partial z} = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} \varepsilon_1 A_D \exp i \Delta k_z \quad (\text{V.19-a})$$

$$\sin \theta_D \frac{\partial A_D}{\partial x} + \cos \theta_D \frac{\partial A_D}{\partial z} = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} \varepsilon_{-1} A_R \exp -i \Delta k_z \quad (\text{V.19-b})$$

Avec $\theta_D = \pi + \theta_0$, $\theta_0 = \text{Arc sin}\left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha - \sin \theta_R\right]$ et $\Delta k = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha - \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\cos \theta_0 + \cos \theta_R)$.

On remarque que l'on a bien $\Delta k = 0$ au centre de bande ($\lambda = \lambda_0$) pour une onde d'incidence normale à l'échantillon pour le choix $\Lambda = \lambda_0 / (2n_{eff} \cos \alpha)$ du pas du réseau. Compte tenu de l'invariance selon Ox , $\partial A_D / \partial x = 0$ et le système s'écrit :

$$\frac{dA_R}{dz} = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_R} \varepsilon_1 A_D \exp(i\Delta k z) \quad (\text{V.20-a})$$

$$\frac{dA_D}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_D} \varepsilon_{-1} A_R \exp(-i\Delta k z) \quad (\text{V.20-b})$$

La résolution du systèmes V.20 est effectuée en posant $A_R = a_R \exp\left(i \frac{\Delta k}{2} z\right)$ et $A_D = a_D \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right)$.

C'est donc le système :

$$\frac{da_R}{dz} + i \frac{\Delta k}{2} a_R = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_R} \varepsilon_1 a_D \quad (\text{V.21-a})$$

$$\frac{da_D}{dz} - i \frac{\Delta k}{2} a_D = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_D} \varepsilon_{-1} a_R \quad (\text{V.21-b})$$

qu'il faut résoudre avec les conditions aux limites :

$$a_R(0) = a_{R_0} \quad (\text{V.22-a})$$

$$a_D(L) = 0 \quad (\text{V.22-b})$$

La solution générale du système V.21 s'écrit :

$$a_D(z) = \alpha_+ \exp(r_+ z) + \alpha_- \exp(r_- z) \quad (\text{V.23-a})$$

$$a_R(z) = i \frac{n_{eff} \lambda \cos \theta_0}{\pi \varepsilon_{-1}} \left[\alpha_+ \left(r_+ - i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp(r_+ z) + \alpha_- \left(r_- - i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp(r_- z) \right] \quad (\text{V.23-b})$$

où α_+ et α_- sont déterminés par les conditions aux limites V.22, et où les coefficients des exponentielles sont donnés par :

$$r_{\pm} = \pm \sqrt{\gamma_0^2 - \frac{\Delta k^2}{4}} = \pm \gamma \quad (\text{V.24})$$

où $\gamma_0^2 = \frac{\pi^2}{n_{eff}^2 \lambda^2 \cos \theta_0 \cos \theta_R} \varepsilon_1 \varepsilon_{-1}$ est réel puisque ε_1 et ε_{-1} sont conjugués l'un de l'autre (voir équation V.9).

En introduisant les équations V.23 dans les conditions aux limites V.22, on obtient :

$$\alpha_+ = - \frac{i\pi \varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \frac{\exp(-\gamma L)}{\left(\gamma - i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp(-\gamma L) + \left(\gamma + i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp(\gamma L)} \quad (\text{V.25-a})$$

$$\alpha_- = + \frac{i\pi \varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \frac{\exp(\gamma L)}{\left(\gamma - i \frac{\Delta k}{2}\right) \exp(-\gamma L) + \left(\gamma + i \frac{\Delta k}{2}\right) \exp(\gamma L)} \quad (\text{V.25-b})$$

Les réflectivité $R = \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta_R} \left| \frac{a_D(0)}{a_{R_0}} \right|^2$ et transmission $T = \left| \frac{a_R(L)}{a_{R_0}} \right|^2$ s'écrivent alors :

$$R = \frac{\gamma_0^2 sh^2(\gamma L)}{\gamma^2 ch^2(\gamma L) + \frac{\Delta k^2}{4} sh^2(\gamma L)} \quad (\text{V.26-a})$$

$$T = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 ch^2(\gamma L) + \frac{\Delta k^2}{4} sh^2(\gamma L)} \quad (\text{V.26-b})$$

On vérifie que l'on a bien $R + T = 1$.

V.3.2.3 Évaluation des champs et intensités locaux

Le champ total à l'intérieur de la structure s'écrit :

$$\underline{E}(x, z) = \hat{e} \left(A_R(z) \exp(ik(\cos \theta_R z + \sin \theta_R x)) + A_D(z) \exp(ik(\cos \theta_0 z + \sin \theta_0 x)) \right) \quad (\text{V.27})$$

avec :

$$A_R(z) = i \frac{n_{eff} \lambda \cos \theta_0}{\pi \varepsilon_{-1}} \left[\alpha_+ \left(\gamma - i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp \gamma z - \alpha_- \left(\gamma + i \frac{\Delta k}{2} \right) \exp \gamma z \right] \exp i \frac{\Delta k}{2} z \quad (\text{V.28-a})$$

$$A_D(z) = (\alpha_+ \exp \gamma z + \alpha_- \exp \gamma z) \exp i \frac{\Delta k}{2} z \quad (\text{V.28-b})$$

En utilisant les expressions de α_+ et α_- (équations V.25), on obtient :

$$A_R(z) = \left[\frac{\gamma ch[\gamma(L-z)] + i \frac{\Delta k}{2} sh[\gamma(L-z)]}{\gamma ch \gamma L + i \frac{\Delta k}{2} sh \gamma L} \right] \exp i \frac{\Delta k}{2} z a_{R_0} \quad (\text{V.29-a})$$

$$A_D(z) = i \frac{\pi \varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \frac{sh[\gamma(L-z)]}{\gamma ch \gamma L + i \frac{\Delta k}{2} sh \gamma L} \exp -i \frac{\Delta k}{2} z a_{R_0} \quad (\text{V.29-b})$$

L'intensité locale $I(z, x)$ s'écrit alors :

$$I(z, x) = \frac{cn}{2\pi} \left| A_R(z) \exp ik(\cos \theta_R z + \sin \theta_R x) + A_D(z) \exp -ik(\cos \theta_0 z + \sin \theta_0 x) \right|^2 \quad (\text{V.30})$$

V.3.2.4 Simulations numériques

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à un miroir de Bragg, incliné d'un angle α par rapport à sa face d'entrée, dont le centre de bande interdite se situe à la longueur d'onde λ_0 en incidence normale sur le cristal photonique 1D. Le calcul est effectué pour une incidence normale sur le cristal photonique 1D. Comme nous nous intéressons à la conception d'un échantillon idéal, le paramètre de forme e_1/Λ est optimisé pour maximiser l'intensité locale. Cependant, pour comparer des choses égales entre elles, pour chaque valeur du paramètre de forme e_1/Λ , la longueur d'onde λ_0 du centre de bande interdite (ou de manière équivalente le pas du réseau défini par $\Lambda = \lambda_0 / (2n_{eff} \cos \alpha)$) est ajusté pour avoir un bord de bande interdite situé à la même longueur d'onde λ_B ($\lambda_B = 1500nm$ dans cette étude).

Les calculs ont été effectués pour un cristal photonique 1D constitué de GaAs ($n_1 = 3,23$) gravé et placé dans l'air ($n_2 = 1$). L'inclinaison des strates est $\alpha = 20^\circ$ et l'épaisseur de l'échantillon $L = 4\mu m$.

Les graphes (a) et (b) de la Figure V-6 montrent l'évolution du pas du réseau et celle de l'intensité locale moyenne maximum (à $\lambda_B = 1500nm$) en fonction du paramètre de forme e_1/Λ respectivement pour les bords bas et haut de la bande interdite (en longueur d'onde). Dans les deux cas, le pas du réseau diminue avec e_1/Λ , ceci est essentiellement dû à l'augmentation de l'indice de réfraction effectif quand le volume de la partie gravée diminue. Le maximum d'intensité locale est obtenu pour un paramètre de forme $e_1/\Lambda = 0,41$ quand on s'intéresse au bord 'basses longueurs d'onde' de bande interdite photonique et $e_1/\Lambda = 0,35$ dans le cas du bord 'hautes longueurs d'onde'. La valeur de l'intensité locale est bien plus élevée sur le bord haut ($I_{\ell_{MAX}} = 37,8$) que sur le bord bas ($I_{\ell_{MAX}} = 15,5$) de la bande interdite. Ceci est dû à la grande différence des valeurs de pas de réseaux ($\Lambda = 521nm$ pour le bord bas et $\Lambda = 283nm$ pour le bord haut) qui diminue, dans le cas du bord bas de bande interdite, le nombre de strates du réseau, limitant ainsi son efficacité. Cela signifie que, pour un dispositif de faible épaisseur, de meilleures performances en régime non linéaire sont à attendre du côté du bord haut en longueur d'onde.

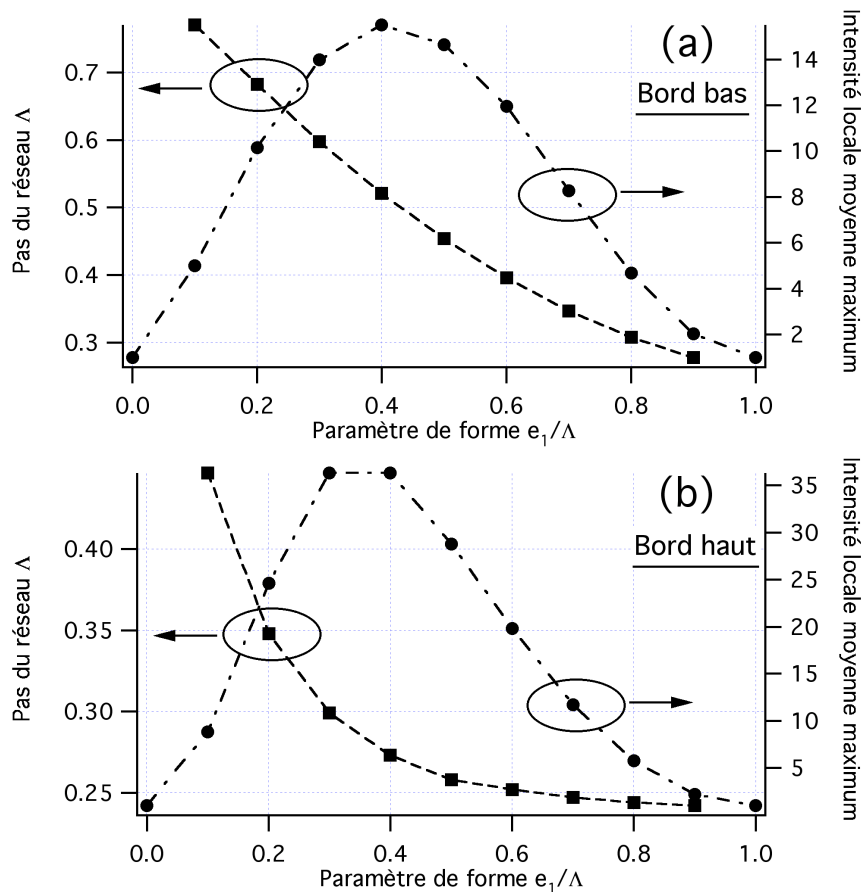


Figure V-6 Evolution du pas du réseau et de l'intensité locale moyenne maximum (à $\lambda_B = 1500nm$) en fonction du paramètre de forme e_1/Λ pour le bord bas (a) et haut (b) de la bande interdite

Les graphes (a) et (b) de la Figure V-7 montrent le spectre de réflectivité et d'intensité locale moyenne au voisinage des bords de bande 'bas' et 'haut'. Comme attendu, compte tenu de la différence du nombre de strates du réseau, la largeur spectrale est plus étroite dans le cas 'bord haut' ($\Delta\lambda \approx 3nm$) que dans le cas 'bord bas' ($\Delta\lambda \approx 7nm$) correspondant respectivement à des intensités locales moyennes maximum de 38 et 16.

Les graphes (a) et (b) de la Figure V.8 montrent la répartition spatiale de l'intensité à l'intérieur de la structure. Comme attendu (*cf Chapitre I*), l'intensité est maximale au centre de la structure avec des valeurs de 60 fois l'intensité extérieure dans le cas du bord basses longueurs d'onde de la bande interdite et de 145 fois l'intensité extérieure dans le cas du bord hautes longueur d'onde. C'est donc ce cas du bord haute longueur d'onde que nous considérerons par la suite dans le cas d'une propagation non linéaire.

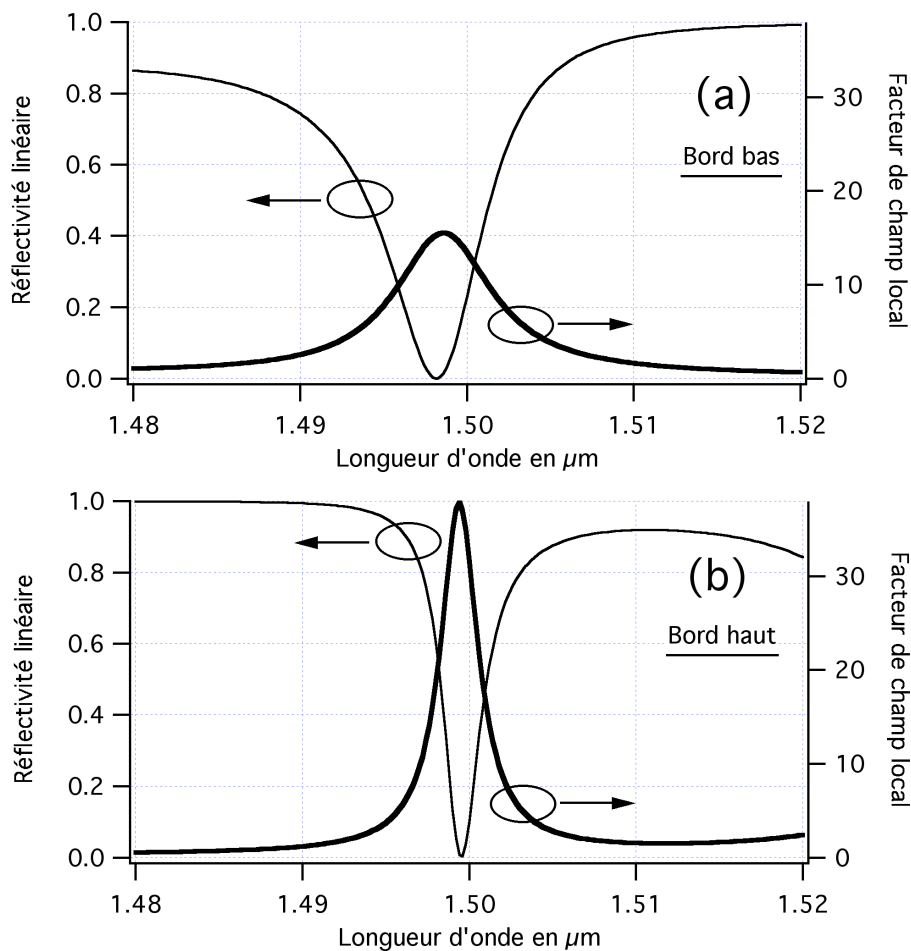


Figure V-7 Spectre de réflectivité et d'intensité locale moyenne dans les cas de bord de bande 'bas' (a) et 'haut'(b).

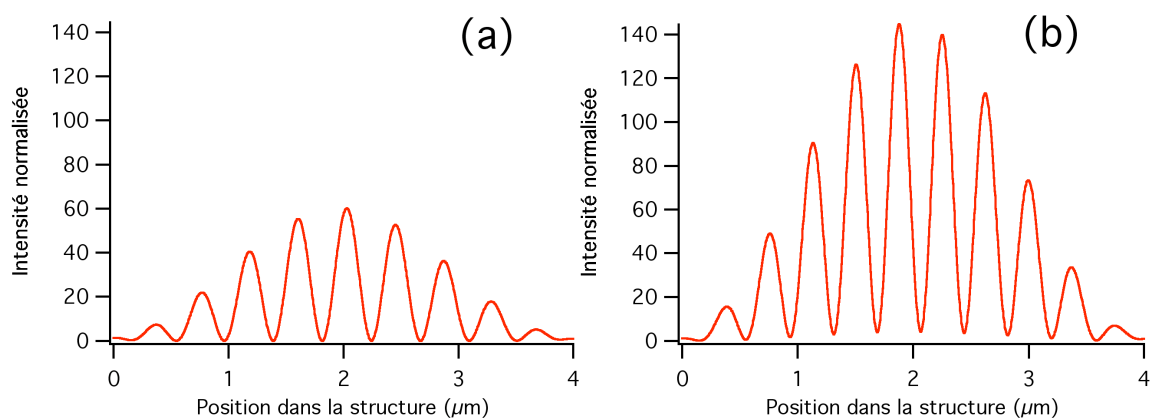


Figure V-8 Répartition spatiale de l'intensité à l'intérieur de la structure (CP1D incliné d'un angle $\alpha = 20^\circ$ par rapport à sa face d'entrée)

V.3.3 Propagation non linéaire

Pour caractériser l'accroissement des non linéarités du troisième ordre par l'effet du renforcement du champ local dû à la nano-structuration du matériau, nous utilisons une fois encore le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquences. Le schéma de principe de l'interaction est représenté sur la Figure V.9.

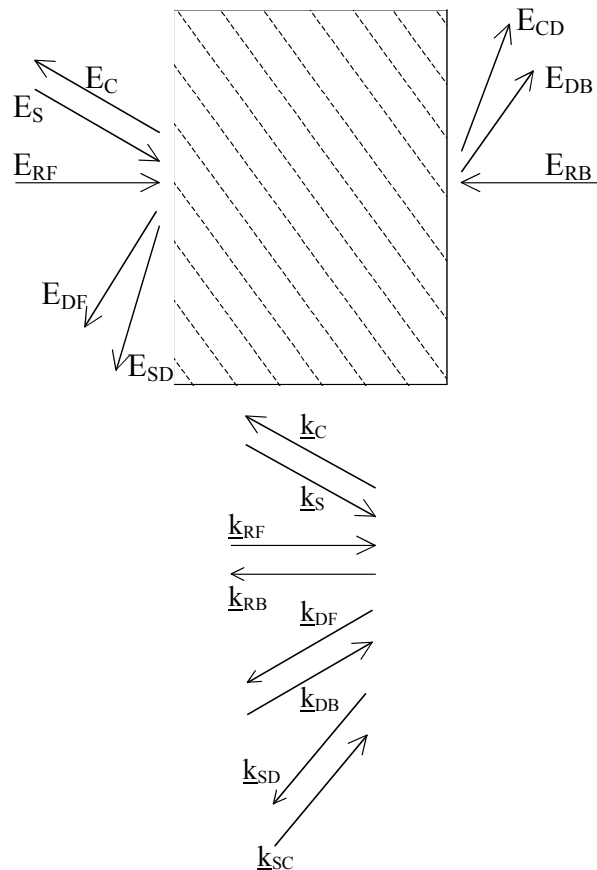


Figure V-9 Schéma de principe du mélange à quatre ondes

Les faisceaux pompe sont les champs électromagnétiques contra propageants \underline{E}_{RF} et \underline{E}_{RB} normaux à l'échantillon et \underline{E}_{DF} , \underline{E}_{DB} diffractés sur le réseau. On envoie sur cet échantillon une onde signal \underline{E}_S d'intensité très faible devant celle des pompes incidentes \underline{E}_{RF} et \underline{E}_{RB} . Cette onde envoyée sous une incidence θ_S donne naissance à une onde \underline{E}_{SD} diffractée par le cristal photonique 1D.

Dans cette étude, par soucis de simplicité et parce que cela ne modifie pas, dans le principe, l'influence du champ local sur la non linéarité de mélange à quatre ondes, nous ne tenons pas compte des effets Kerr induits par les ondes de pompe sur elles-mêmes et sur les faisceaux signal (direct et diffracté) et conjugué (direct et diffracté). Il suffit pour cela de s'intéresser à des ondes d'intensité lumineuse suffisamment faibles. Dans le régime paramétrique d'ondes

de pompe très peu dépeuplées par l'interaction non linéaire, la propagation des ondes de pompe \underline{E}_{RF} et \underline{E}_{DF} est donc calculée dans le régime linéaire pour une incidence normale ($\theta_R=0$) des faisceaux incidents (voir section V.3.2).

V.3.3.1 Propagation des ondes de pompe

Pour les ondes de pompe \underline{E}_{RB} et \underline{E}_{DB} , le calcul de la propagation s'effectue de manière similaire (voir Appendice A.3). Les seules différences tiennent au fait que l'on utilise alors l'ordre $N'_0 = -1$ du réseau de Bragg, que $\underline{k}_{DB} = -\underline{k}_{DF}$ et que la valeur initiale du champ \underline{E}_{RB} est à prendre en $z=L$. Cela revient à remplacer z par $L-z$ dans les expressions des champs a_{RF} et a_{DF} , A_{RF0} par $A_{RB0} \exp i \frac{\Delta k}{2} L$, et à échanger ε_{+1} et ε_{-1} . On a alors pour les amplitudes des champs de pompe directs et diffractés :

$$A_{RF} = \frac{\gamma_R \text{ch}[\gamma_R(L-z)] + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}[\gamma_R(L-z)]}{\gamma_R \text{ch}(\gamma_R L) + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}(\gamma_R L)} \exp\left(i \frac{\Delta k_R}{2} z\right) A_{RF0} \quad (\text{V.31-a})$$

$$A_{RB} = \frac{\gamma_R \text{ch}[\gamma_R z] + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}[\gamma_R z]}{\gamma_R \text{ch}(\gamma_R L) + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}(\gamma_R L)} \exp\left(i \frac{\Delta k_R}{2} (L-z)\right) A_{RB0} \quad (\text{V.31-b})$$

$$A_{DF} = \frac{i\pi\varepsilon_{-1}}{n_{\text{eff}} \lambda \cos \theta_{0R}} \frac{\text{sh}[\gamma_R(L-z)]}{\gamma_R \text{ch}(\gamma_R L) + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}(\gamma_R L)} \exp\left(-i \frac{\Delta k_R}{2} z\right) A_{RF0} \quad (\text{V.31-c})$$

$$A_{DB} = \frac{i\pi\varepsilon_{+1}}{n_{\text{eff}} \lambda \cos \theta_{0R}} \frac{\text{sh}[\gamma_R z]}{\gamma_R \text{ch}(\gamma_R L) + i \frac{\Delta k_R}{2} \text{sh}(\gamma_R L)} \exp\left(-i \frac{\Delta k_R}{2} (z-L)\right) A_{RB0} \quad (\text{V.31-d})$$

Avec $\gamma_R^2 = (\gamma_{0R}^2 - \Delta k_R^2)$, $\Delta k_R = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos(\alpha) - \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} \cos(\theta_{0R})$ et $\theta_{0R} = \text{Arc sin}\left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha\right]$.

Les ondes de pompe contra-propageantes \underline{E}_{RF} et \underline{E}_{RB} d'une part, et \underline{E}_{DF} et \underline{E}_{DB} d'autre part, interagissent avec les ondes signal \underline{E}_S et signal diffracté \underline{E}_{SD} par deux processus de mélange à quatre ondes et donnent ainsi naissance à deux ondes conjuguées \underline{E}_C et \underline{E}_{CD} respectivement contra-propagatives à \underline{E}_S et \underline{E}_{SD} si l'on prend en compte la partie non modulée de la non linéarité optique. Les ondes \underline{E}_C et \underline{E}_{CD} sont donc également couplées par le réseau de Bragg, dans un schéma identique à celui des ondes de pompe.

Pour déterminer les équations de propagation non linéaire des champs 'signal' et 'conjugué', on utilise les notations suivantes :

$$\begin{aligned} \underline{E}_S &= \hat{e}A_S \exp(ik_S \underline{r}) & k_S &= \begin{cases} k \cos \theta_S \\ k \sin \theta_S \end{cases} \\ \underline{E}_{SD} &= \hat{e}A_{SD} \exp(ik_{SD} \underline{r}) & \underline{k}_{SD} &= \begin{cases} k \cos \theta_{SD} \\ k \sin \theta_{SD} \end{cases} \\ \underline{E}_C &= \hat{e}A_C \exp(ik_C \underline{r}) & \underline{k}_C &= \begin{cases} k \cos \theta_C \\ k \sin \theta_C \end{cases} \\ \underline{E}_{CD} &= \hat{e}A_{CD} \exp(ik_{CD} \underline{r}) & k_{CD} &= \begin{cases} k \cos \theta_{CD} \\ k \sin \theta_{CD} \end{cases} \end{aligned}$$

On se place dans le régime totalement paramétrique : $|\underline{E}_S|, |E_{SD}| \gg |\underline{E}_C|, |E_{CD}|$ de sorte que l'on peut découpler l'évolution des ondes conjuguée et de celle des ondes signal.

V.3.3.2 Propagation des ondes 'signal' \underline{E}_S et \underline{E}_{SD}

Seul le couplage par le réseau d'indice est à considérer, de sorte que l'on obtient, pour l'évolution de A_S et A_{SD} des équations similaires à celles données par les équations V.31 pour les ondes de pompe.

$$A_S = \frac{\gamma_S \text{ch}[\gamma_S(L-z)] + i \frac{\Delta k_S}{2} \text{sh}[\gamma_S(L-z)]}{\gamma_S \text{ch}(\gamma_S L) + i \frac{\Delta k_S}{2} \text{sh}(\gamma_S L)} A_{SF0} \quad (\text{V.32-a})$$

$$A_{SD} = \frac{i\pi \varepsilon_{-1}}{n_{\text{eff}} \lambda \cos \theta_{0S}} \frac{\text{sh}[\gamma_S(L-z)]}{\gamma_S \text{ch}(\gamma_S L) + i \frac{\Delta k_S}{2} \text{sh}(\gamma_S L)} A_{SF0} \quad (\text{V.32-b})$$

Avec $\gamma_S^2 = \gamma_{0S}^2 - \frac{\Delta k_S^2}{4}$, $\gamma_{0S}^2 = \frac{\pi^2 \varepsilon_{-1} \varepsilon_{-1}}{n_{\text{eff}}^2 \lambda^2 \cos \theta_{0S} \cos \theta_S}$, $\Delta k_S = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha - \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} (\cos \theta_{0S} + \cos \theta_S)$ et

$$\theta_{0S} = \text{Arc sin} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha - \sin \theta_R \right).$$

V.3.3.3 Propagation des ondes 'conjuguées' \underline{E}_C et \underline{E}_{CD}

Les ondes \underline{E}_C et \underline{E}_{CD} sont couplées entre elles par le réseau de Bragg et aux ondes signal \underline{E}_S et \underline{E}_{SD} par mélange à quatre ondes avec les ondes de pompe. On a donc les équations de propagations suivantes :

$$2i \underline{k}_C \cdot \underline{\nabla} A_C = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{-1} A_{CD} \exp(+i\Delta k_{Cz} z) - \frac{\omega^2}{c^2} 4\pi \chi_{\text{eff}}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} A_S^* + A_{DF} A_{DB} A_S^*] \quad (\text{V.33-a})$$

$$2i \underline{k}_{CD} \cdot \underline{\nabla} A_{CD} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{+1} A_C \exp(-i\Delta k_{Cz} z) - \frac{\omega^2}{c^2} 4\pi \chi_{\text{eff}}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} A_{SD}^* + A_{DF} A_{DB} A_{SD}^*] \quad (\text{V.33-b})$$

Avec $\underline{\Delta k}_C = -\underline{K} + \underline{k}_{CD}$, $\Delta k_{Cx} = 0 = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\sin \theta_{CD} - \sin \theta_C)$ et

$$\Delta k_{Cz} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\cos \theta_{CD} - \cos \theta_C)$$

Comme $\theta_C = \pi + \theta_S$ (ondes signal et conjuguée contra-propageantes),

$$\theta_{CD} = \text{Arc sin} \left[\frac{\sin \alpha \lambda}{\Lambda n_{eff}} - \sin \theta_S \right] = \pi + \theta_{SD} = \theta_{S0} \text{ (ondes conjuguée diffractée et signal diffracté}$$

contra propageant).

$$\text{Alors } \Delta k_{Cz} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (-\cos \theta_{SD} + \cos \theta_S) = -\Delta k_{S_z} = -\Delta k_S$$

D'autre part, le réseau est considéré comme infini selon x, on a alors $\partial A_C / \partial x = \partial A_{CD} / \partial x = 0$

On obtient alors le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dA_C}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \varepsilon_{-1} A_{CD} \exp(-i \Delta k_S z) - i \frac{4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \chi_{eff}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] A_S^* \\ \frac{dA_{CD}}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} \varepsilon_{+1} A_C \exp(i \Delta k_S z) + i \frac{4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} \chi_{eff}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] A_{SD}^* \end{cases} \quad (\text{V.34})$$

$$\text{On pose : } A_C = a_C \exp -i \frac{\Delta k_S}{2} z \quad A_{CD} = a_{CD} \exp i \frac{\Delta k_S}{2} z$$

$$A_S = a_S \exp i \frac{\Delta k_S}{2} z \quad A_{SD} = a_{SD} \exp -i \frac{\Delta k_S}{2} z$$

Le système devient alors :

$$\begin{cases} \frac{da_C}{dz} - i \frac{\Delta k_S}{2} a_C = -\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \varepsilon_{-1} a_{CD} - \frac{i4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \chi_{eff}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] a_S^* \\ \frac{da_{CD}}{dz} + i \frac{\Delta k_S}{2} a_{CD} = \frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} \varepsilon_{-1} a_C + \frac{i4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} \chi_{eff}^{(3)} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] a_{SD}^* \end{cases} \quad (\text{V.35})$$

Qu'il faut résoudre avec les conditions aux limites :

$$\begin{cases} a_C(L) = 0 \\ a_{CD}(0) = 0 \end{cases}$$

Pour résoudre ce système on pose :

$$\frac{d\mathcal{A}_C}{dz} = M_C \mathcal{A}_C + \mathcal{A}'_C \quad (\text{V.36})$$

$$\text{Où } \mathcal{A}_C = \begin{bmatrix} a_C \\ a_{CD} \end{bmatrix} \quad M_C = \begin{bmatrix} i \frac{\Delta k_S}{2} & \frac{-i\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \\ \frac{i\pi\varepsilon_{+1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} & -i \frac{\Delta k_S}{2} \end{bmatrix} \quad \mathcal{A}'_C = \begin{bmatrix} -\frac{i4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] a_S^* \\ \frac{i4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{SD}} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] a_{SD}^* \end{bmatrix}$$

Soit $\mathcal{B}_C = P_C^{-1} \mathcal{A}_C$ et $D_C = P_C^{-1} M_C P_C$ la matrice diagonalisée de M_C avec P_C matrice des vecteurs propres. En multipliant l'équation V.36 par P_C^{-1} , on a :

$$\frac{d}{dz} \mathcal{B}_C = D_C \mathcal{B}_C + P_C^{-1} \mathcal{A}'_C \quad (\text{V.37})$$

Pour calculer D_C , on calcule les valeurs propres de M_C . On obtient alors : $\lambda_{S\pm} = \pm \gamma_S$ avec

$$\gamma_S^2 = \frac{\pi^2 \varepsilon_{-1} \varepsilon_{+1}}{n_{eff}^2 \lambda^2 \cos \theta_S \cos \theta_{SD}} - \frac{\Delta k_S^2}{4}. \text{ On en déduit donc : } D = \begin{pmatrix} \gamma_S & 0 \\ 0 & -\gamma_S \end{pmatrix}$$

La matrice de transfert des vecteurs propres est alors :

$$P_C = \begin{bmatrix} i \frac{\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} & i \frac{\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \\ i \frac{\Delta k_S}{2} - \gamma_S & i \frac{\Delta k_S}{2} + \gamma_S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{C11} & P_{C12} \\ P_{C21} & P_{C22} \end{bmatrix}$$

et son inverse :

$$P_C^{-1} = -i \frac{n_{eff} \lambda \cos \theta_S}{2\pi\varepsilon_{-1} \gamma_S} \begin{bmatrix} i \frac{\Delta k_S}{2} + \gamma_S & -i \frac{\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \\ -i \frac{\Delta k_S}{2} + \gamma_S & i \frac{\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P'_{C11} & P'_{C12} \\ P'_{C21} & P'_{C22} \end{bmatrix}$$

$$\text{On retrouve alors bien } P_C^{-1} P_C = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Le système à résoudre s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{db_C}{dz} = \gamma_S b_C + F_C(z) & \text{avec } F_C(z) = -i \frac{4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] \times \left[\frac{P'_{C11} a_S^*}{\cos \theta_S} - \frac{P'_{C12} a_{SD}^*}{\cos \theta_{SD}} \right] \\ \frac{db_{CD}}{dz} = -\gamma_S b_{CD} + F_{CD}(z) & \text{avec } F_{CD}(z) = -i \frac{4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda} [A_{RF} A_{RB} + A_{DF} A_{DB}] \times \left[\frac{P'_{C21} a_S^*}{\cos \theta_S} - \frac{P'_{C22} a_{SD}^*}{\cos \theta_{SD}} \right] \end{cases}$$

On obtient ainsi deux équations découplées dont les solutions sont :

$$b_C(z) = \left[K_C(0) + \int_0^z F_C(z) \exp(-\gamma_S z) dz \right] \exp \gamma_S z$$

$$b_{CD}(z) = \left[K_{CD}(0) + \int_0^z F_{CD}(z) \exp(\gamma_S z) dz \right] \exp -\gamma_S z$$

On a alors avec $\mathcal{A}_C = P\mathcal{B}_C$:

$$\begin{cases} a_C(z) = P_{C11}b_C(z) + P_{C12}b_{CD}(z) \\ a_{CD}(z) = P_{C21}b_C(z) + P_{C22}b_{CD}(z) \end{cases}$$

Avec les conditions aux limites :

$$a_C(L) = 0 \Rightarrow P_{C11}b_C(L) + P_{C12}b_{CD}(L) = 0$$

$$a_{CD}(0) = 0 \Rightarrow P_{C21}b_C(0) + P_{C22}b_{CD}(0) = 0$$

En posant $\mathcal{I}ntF_C = \int_0^L \exp-\gamma_S z \cdot F_C(z) dz$ et $\mathcal{I}ntF_{CD} = \int_0^L \exp\gamma_S z \cdot F_C(z) dz$, on déduit :

$$K_C(0) = \frac{P_{C22}(P_{C11} \exp\gamma_S L \cdot \mathcal{I}ntF_C + P_{C12} \exp-\gamma_S L \cdot \mathcal{I}ntF_{CD})}{P_{C12}P_{C21} \exp-\gamma_S L - P_{C11}P_{C22} \exp\gamma_S L}$$

$$K_{CD}(0) = -\frac{P_{C21}}{P_{C22}}K_C(0)$$

On a alors :

$$I_C(0) = |P_{C11}K_C(0) + P_{C12}K_{CD}(0)|^2$$

$$I_{CD}(L) = \left| \begin{aligned} &P_{C21} \left[K_C(0) + \int_0^L F_C(z) \exp-\gamma_S z dz \right] \exp\gamma_S L \\ &+ P_{C22} \left[K_{CD}(0) + \int_0^L F_{CD}(z) \exp\gamma_S z dz \right] \exp-\gamma_S L \end{aligned} \right| \frac{\cos\theta_{0S}}{\cos\theta_S}$$

V.3.3.4 Simulations numériques

Nous avons calculé les efficacités $\rho_C = |E_C(0)|^2 / |E_S(0)|^2$ et $\rho_{CD} = \frac{|E_{CD}(0)|^2}{|E_S(0)|^2} \frac{\cos\theta_{0S}}{\cos\theta_S}$ du transfert

de l'onde incidente vers les ondes conjuguée et conjuguée diffractée en fonction de la longueur d'onde. Ces spectres ont été calculés dans la situation d'intensité locale maximale définie dans le paragraphe V.3.2.4, à savoir sur le bord haute longueur d'onde de la bande interdite avec un facteur de forme $e_1/\Lambda = 0,35$ et un pas de réseau $\Lambda = 283nm$. Les graphes (a), (b), (c) et (d) de la Figure V-10 montrent en coordonnées semi-logarithmiques les spectres obtenus pour des angles d'incidence θ_S du faisceau signal respectivement de 0° , 1° , 2° et 3° .

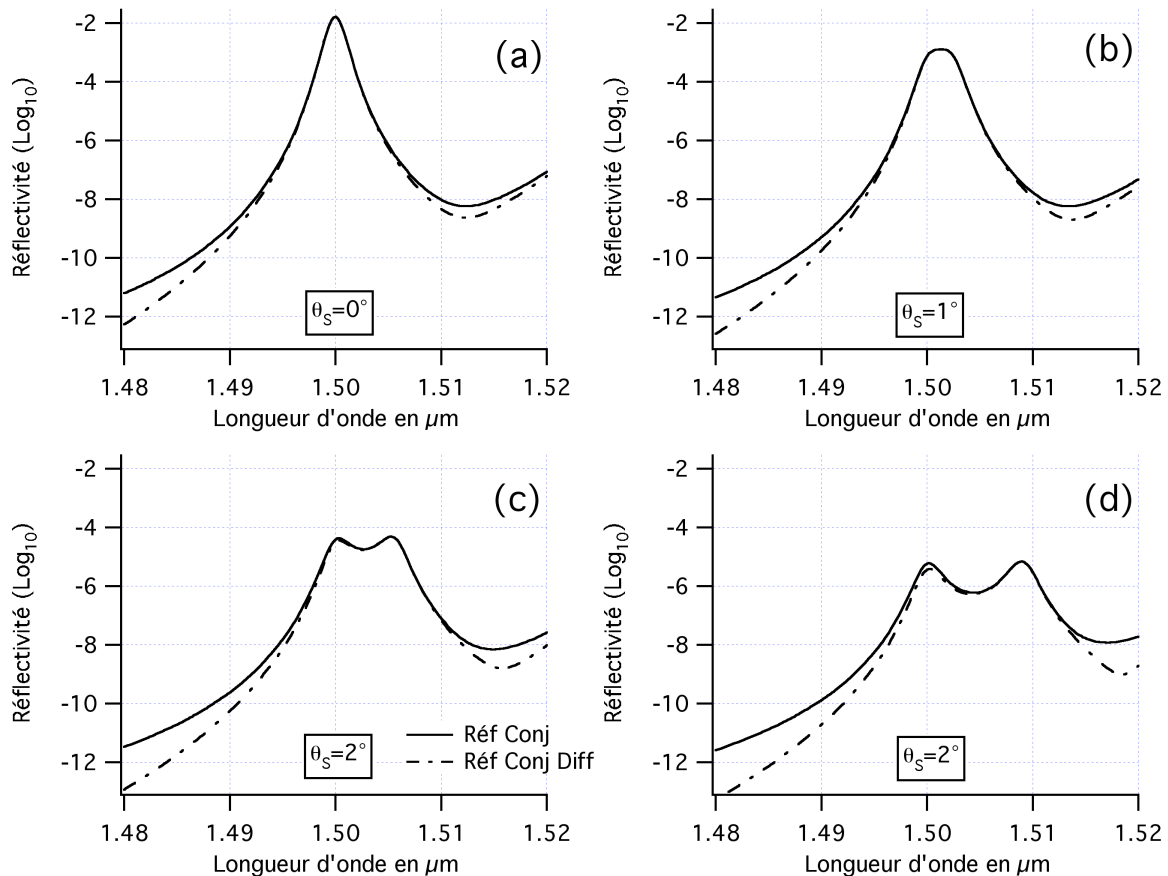


Figure V-10 Réflectivités Conjuguée et Conjuguée diffractée d'un CP 1D oblique pour différents angles d'incidence du signal (θ_s)

Pour un faisceau signal en incidence normale sur le réseau, comme attendu, de forts pics de réflectivité conjuguée et de réflectivité conjuguée diffractée sont observés sur le bord de bande haut à la même longueur d'onde que celui observé pour l'intensité locale moyenne (voir Figure V-8). La décroissance est extrêmement rapide lorsque la longueur d'onde s'écarte du bord de bande, confirmant ainsi la très forte résonance des effets non linéaires en bord de bande interdite.

La comparaison des graphes de la Figure V-10 montre combien la résonance est étroite aussi en angle puisque l'on note une forte diminution de la valeur crête de la réflectivité conjuguée avec une faible variation de l'angle d'incidence. Comme cela a été vu au *Chapitre II*, cette décroissance résulte de la non superposition spectrale des facteurs de champs locaux. Ceci se voit très bien sur les spectres (c) et (d) correspondant aux incidences de 2° et 3° qui montrent la présence de deux pics correspondant aux résonances des champs locaux de la pompe et du signal.

L'ensemble des résultats décrits dans cette section sera comparé aux résultats obtenus avec le cristal photonique à deux dimensions.

V.4 Propagations linéaire et non linéaire dans un cristal photonique à deux dimensions

Nous étudions dans cette section les propagations linéaires et non linéaires dans le cristal photonique 2D défini dans la section V.2.

V.4.1 Propagation linéaire

Dans cette section, nous suivons la même procédure que pour le réseau unidimensionnel incliné. Le champ électromagnétique à l'intérieur de la structure ($|z| < L$) est donc décrit par l'équation V.12. La Figure V-11 montre la direction des ondes à l'intérieur du cristal photonique 2D.

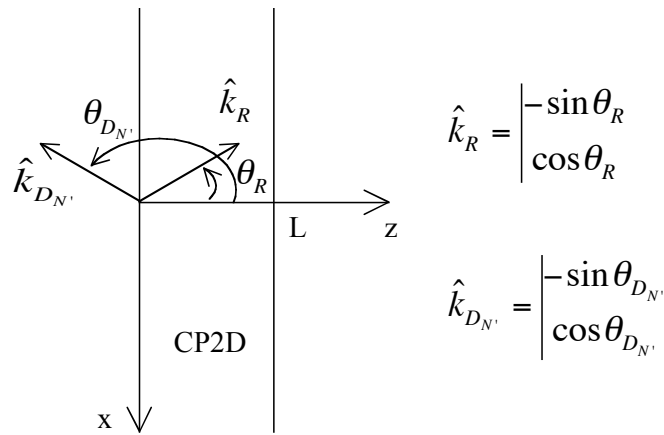


Figure V-11 Directions des vecteurs d'onde de l'onde de lecture (\hat{k}_R) et de l'onde diffractée N' ($\hat{k}_{D_{N'}}$) dans le cristal photonique à deux dimensions

En tenant compte de l'expression de la constante diélectrique donnée par l'équation V.1. L'équation de propagation de l'onde d'ordre N' s'écrit :

$$\sum_{N'_z} \sum_{N'_x} \sum_{N''} \varepsilon_{N'_z N'_x} A_{D_{N''}} \exp i \left[(k_{D_{N''}} - k_{D_{N'}}) + N'_z \underline{K}_z + N'_x \underline{K}_x \right] \cdot r \quad (\text{V.38})$$

Le réseau étant défini dans la direction x, le désaccord de phase doit être nul le long de la direction x selon l'équation :

$$\Delta k_x = k(\sin\theta_{D_{N''}} - \sin\theta_{D_{N'}}) + N'_x K_x = 0 \quad (\text{V.39})$$

Cette relation signifie que les ondes diffractées d'ordre N' et N'' sont couplées par l'ordre N_x du réseau selon la direction x et à tous les ordres du réseau selon la direction z .

V.4.1.1 Approximation de désaccord de phase faible

Si comme pour le réseau 1D oblique, nous ne considérons que les termes proches de l'accord de phase, $N_x K_x \hat{x} + N_z K_z \hat{z} + \underline{k}_{D_{N'}} - \underline{k}_R \approx 0$ pour l'onde de lecture et $N'_x K_x \hat{x} + N'_z K_z \hat{z} + \underline{k}_R - \underline{k}_{D_{N'}} \approx 0$ pour l'onde diffractée d'ordre N' , nous voyons que, si l'on s'intéresse à des ordres du réseau identiques en efficacité absolue ($N'_x = -N_x, N'_z = -N_z$), les conditions d'accord de phase conduisent à la relation :

$$\underline{\Delta k} = N_z K_z \hat{z} + N_x K_x \hat{x} + \underline{k}_{D_{N'}} - \underline{k}_R \approx 0 \quad (\text{V.40})$$

On tient compte de l'extension infinie le long de (Ox) (équation V.39), ces relations fixent alors la direction de l'onde diffractée, à savoir :

$$\theta_{D_{N'}} = \begin{cases} \text{Arc sin}(N_x K_x / k + \sin \theta_R) \\ \pi - \text{Arc sin}(N_x K_x / k + \sin \theta_R) \end{cases} \quad (\text{V.41})$$

Le désaccord de vecteur d'onde porté uniquement par l'axe Oz s'écrit alors :

$$\Delta k = N_z K_z + k(\cos \theta_{D_{N'}} - \cos \theta_R) \quad (\text{V.42})$$

En rapportant tout à la longueur d'onde $\lambda_0 = 2\Lambda n_{eff} \cos \alpha$ du centre de bande interdite d'ordre $N_z = 1$ pour laquelle on obtient $\Delta k = 0$ pour une incidence normale du faisceau incident, les équations V.41 et V.42 s'écrivent :

$$\theta_{D_{N'}} = \pi - \text{Arc sin}\left(\frac{N_x \lambda \sin(2\alpha)}{\lambda_0} + \sin \theta_R\right) = \pi - \theta_0 \quad (\text{V.43-a})$$

$$\Delta k = \frac{2\pi n_{eff}}{\Lambda} (2\cos^2 \alpha - \cos \theta_0 - \cos \theta_R) \quad (\text{V.43-b})$$

puisque la solution $\theta_{D_{N'}} = \theta_0$ ne saurait conduire à $\Delta k \approx 0$ dans la gamme de longueurs d'onde, proches de λ_0 , considérée dans notre étude.

Le nombre d'ordres de diffraction correspondant à la modélisation transverse (selon Ox) est déterminé par la relation :

$$\left| N_x \frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha + \sin \theta_R \right| < 1 \quad (\text{V.44})$$

qui fixe les valeurs possibles de N_x . Comme dans le cas du réseau unidirectionnel, nous ne considérerons que les ordres ± 1 pour la direction des ondes diffractées selon cette direction

Ox. Cependant, contrairement à ce cas du cristal photonique à une dimension, la bidimensionnalité permet la résonance de Bragg ($\Delta k \approx 0$ pour $N_z = 1$) pour les deux directions diffractées correspondant à $N_x = +1$ et $N_x = -1$. Il faut donc bien tenir compte de deux ondes diffractées, comme le laissait supposer le raisonnement simple développé dans le paragraphe V.2. Cependant, là encore, l'approximation consistant à ne pas tenir compte des ondes diffractées aux ordres $|N_x| > 1$ doit être vérifiée. Cela est discuté dans l'appendice A.4 qui montre que dans le cas pratique étudié dans V.2 l'approximation est très bonne.

V.4.1.2 Calcul de la réflectivité du cristal photonique 2D

Les équations de propagation couplées des ondes de lecture d'amplitude A_R et diffractées d'ordre $N_x = +1$ et $N_x = -1$ d'amplitudes respectives A_{D_1} et A_{D_2} sont données par les relations :

$$\frac{dA_R}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_R} [A_{D_1} \exp i\Delta k_1 z + A_{D_2} \exp i\Delta k_2 z] \quad (\text{V.45-a})$$

$$\frac{dA_{D_1}}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_{-1}}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_1}} A_{D_1} \exp -i\Delta k_1 z \quad (\text{V.45-b})$$

$$\frac{dA_{D_2}}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_2}} A_{D_2} \exp -i\Delta k_2 z \quad (\text{V.45-c})$$

$$\text{Avec : } \theta_{D_1} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R + \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

$$\theta_{D_2} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R - \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

$$\Delta k_{1,2} = \frac{2\pi \cos\alpha}{\Lambda} + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} [\cos\theta_{D_{1,2}} - \cos\theta_R]$$

et où $\varepsilon_1 = \varepsilon_{1,1} = \varepsilon_{1,-1}$ est donné par la relation V.3.2.

$$\text{On pose alors : } A_R = a_R \exp i \left(\frac{\Delta k_1 + \Delta k_2}{4} \right) z$$

$$A_{D_1} = a_1 \exp i \left(\frac{\Delta k_2 - 3\Delta k_1}{4} \right) z$$

$$A_{D_2} = a_2 \exp i \left(\frac{\Delta k_1 - 3\Delta k_2}{4} \right) z$$

Et on obtient ainsi :

$$\frac{da_R}{dz} + i\left(\frac{\Delta k_1 + \Delta k_2}{4}\right)a_R = i\frac{\pi}{n_{eff}\lambda\cos\theta_R}[\varepsilon_1 a_1 + \varepsilon_{-1} a_2] \quad (\text{V.46-a})$$

$$\frac{da_1}{dz} + i\left(\frac{\Delta k_2 - 3\Delta k_1}{4}\right)a_1 = i\frac{\pi}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_1}}\varepsilon_{-1} a_R \quad (\text{V.46-b})$$

$$\frac{da_2}{dz} + i\left(\frac{\Delta k_1 - 3\Delta k_2}{4}\right)a_2 = i\frac{\pi}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_2}}\varepsilon_1 a_R \quad (\text{V.46-b})$$

On peut alors réécrire ce système sous forme matricielle :

$$\frac{dA}{dz} = MA \quad (\text{V.47})$$

$$\text{avec } M = \begin{bmatrix} -i(\Delta k_1 + \Delta k_2)/4 & i\alpha_R & i\alpha_R \\ i\alpha_1 & -i(\Delta k_2 - 3\Delta k_1)/4 & 0 \\ i\alpha_2 & 0 & -i(\Delta k_1 - 3\Delta k_2)/4 \end{bmatrix} \text{ et } A = \begin{bmatrix} a_R \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

$$\text{Avec } \alpha_R = \frac{\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_R} \quad \alpha_1 = \frac{\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_1}} \quad \alpha_2 = \frac{\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_2}}$$

Soit $D = P^{-1}MP$ la matrice de A diagonalisée par le changement de base décrit par la matrice de transfert P . Les éléments $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ de la matrice D sont donnés par l'équation caractéristique $Det(D - \lambda I) = 0$, soit : $\lambda^3 + a\lambda^2 + b\lambda + c = 0$, avec :

$$a = -\frac{i}{4}(\Delta k_1 + \Delta k_2) \quad (\text{V.48-a})$$

$$b = (\alpha_1 + \alpha_2)\alpha_R - (6\Delta k_1\Delta k_2 - 5\Delta k_1^2 - 5\Delta k_2^2)/16 \quad (\text{V.48-b})$$

$$c = \frac{i}{4}\alpha_R[\alpha_2(\Delta k_2 - 3\Delta k_1) + \alpha_1(\Delta k_1 - 3\Delta k_2)] - \frac{i}{64}(\Delta k_1 - 3\Delta k_2)*(\Delta k_2 - 3\Delta k_1)*(\Delta k_1 + \Delta k_2) \quad (\text{V.48-c})$$

Les trois solutions $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ seront calculées numériquement avec Mathematica.

La matrice de transfert s'écrit alors :

$$P = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{bmatrix}$$

$$x_j = \frac{i}{4}(\Delta k_2 - 3\Delta k_1) + \lambda_j$$

avec $y_j = i\alpha_1$

$$z_j = \left[\left(\frac{i}{4}(\Delta k_1 + \Delta k_2) \right) \left(\frac{i}{4}(\Delta k_2 - 3\Delta k_1) + \lambda_j \right) + \alpha_1\alpha_R \right] / (i\alpha_R)$$

L'équation différentielle (V.47) s'écrit alors dans la nouvelle base (avec $B = P^{-1}A$) :

$$\frac{dB}{dz} = DB$$

L'intégration de cette équation et un nouveau changement de base donnent :

$$\begin{bmatrix} a_R \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_R \exp \lambda_1 z \\ B_1 \exp \lambda_2 z \\ B_2 \exp \lambda_3 z \end{bmatrix}$$

On applique alors les conditions aux limites :

$$\begin{cases} A_R(0) = E_{R0} \\ A_{D_1}(L) = 0 \\ A_{D_2}(L) = 0 \end{cases}$$

Soit :

$$\begin{cases} x_1 B_R + x_2 B_1 + x_3 B_2 = E_{R0} \\ y_1 B_R \exp \lambda_1 L + y_2 B_1 \exp \lambda_2 L + y_3 B_2 \exp \lambda_3 L = 0 \\ z_1 B_R \exp \lambda_1 L + z_2 B_1 \exp \lambda_2 L + z_3 B_2 \exp \lambda_3 L = 0 \end{cases}$$

dont la solution donne B_R, B_1, B_2 .

En calculant les déterminants du système on obtient :

$$\Delta = \begin{vmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 \exp \lambda_1 L & y_2 \exp \lambda_2 L & y_3 \exp \lambda_3 L \\ z_1 \exp \lambda_1 L & z_2 \exp \lambda_2 L & z_3 \exp \lambda_3 L \end{vmatrix}$$

$$\Delta_R = \begin{vmatrix} 1 & x_2 & x_3 \\ 0 & y_2 \exp \lambda_2 L & y_3 \exp \lambda_3 L \\ 0 & z_2 \exp \lambda_2 L & z_3 \exp \lambda_3 L \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} y_2 \exp \lambda_2 L & y_3 \exp \lambda_3 L \\ z_2 \exp \lambda_2 L & z_3 \exp \lambda_3 L \end{vmatrix}$$

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} x_1 & 1 & x_3 \\ y_1 \exp \lambda_1 L & 0 & y_3 \exp \lambda_3 L \\ z_1 \exp \lambda_1 L & 0 & z_3 \exp \lambda_3 L \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} y_1 \exp \lambda_1 L & y_3 \exp \lambda_3 L \\ z_1 \exp \lambda_1 L & z_3 \exp \lambda_3 L \end{vmatrix}$$

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} x_1 & x_2 & 1 \\ y_1 \exp \lambda_1 L & y_2 \exp \lambda_2 L & 0 \\ z_1 \exp \lambda_1 L & z_2 \exp \lambda_2 L & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} y_1 \exp \lambda_1 L & y_2 \exp \lambda_2 L \\ z_1 \exp \lambda_1 L & z_2 \exp \lambda_2 L \end{vmatrix}$$

$$\text{Et : } B_R = \frac{\Delta_R}{\Delta} \quad B_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta} \quad B_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta}$$

On déduit alors la transmission :

$$T_R = |E_R(L)|^2 / |E_{R0}|^2 = |x_1 B_R \exp \lambda_1 L + x_2 B_1 \exp \lambda_2 L + x_3 B_2 \exp \lambda_3 L|^2 / |E_{R0}|^2 \quad (\text{V.49-a})$$

et les réflectivités des deux ondes diffractées :

$$R_1 = |E_{D_1}(0)|^2 / |E_{R0}|^2 = |y_1 B_R + y_2 B_1 + y_2 B_2| / |E_{R0}|^2 \quad (\text{V.49-b})$$

$$R_2 = |E_{D_2}(0)|^2 / |E_{R0}|^2 = |z_1 B_R + z_2 B_1 + z_2 B_2| / |E_{R0}|^2 \quad (\text{V.49-c})$$

Un calcul analytique complet est possible pour une incidence nulle du faisceau de lecture (\underline{E}_R). Il est présenté dans l'appendice A5. Dans ce cas, la transmission (T) et les réflectivités ($R = R_1 = R_2$) des deux ondes diffractées sont données par les relations analytiques simples :

$$T = \left| \frac{A_R(L)}{E_{R0}} \right| = \frac{4|\beta|^2}{|2\beta ch\beta L + i\Delta k sh\beta L|^2} \quad (\text{V.50-a})$$

$$R = \cos 2\theta_0 \left| \frac{A_{D_{1,2}}(0)}{E_{R0}} \right|^2 = 2\beta_0^2 \left| \frac{sh\beta L}{2\beta ch\beta L + i\Delta k sh\beta L} \right|^2 \quad (\text{V.50-b})$$

où : $\beta^2 = \beta_0^2 - \frac{\Delta k^2}{4}$, $\beta_0^2 = \frac{2\pi^2 \epsilon_1^2}{n_{eff}^2 \lambda^2 \cos \theta_0}$, $\Delta k_1 = \Delta k_2 = \Delta k = (4\pi n_{eff} / \lambda_0) (\cos^2 \alpha / \cos 2\alpha) (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$

On vérifie que $2R + T = 1$ aussi bien pour les expressions V.50-a et V.50-b que dans les simulations numériques utilisant les expressions V.49-a, V.49-b et V.49-c.

V.4.1.3 Évaluation de l'intensité locale dans le cristal photonique 2D

Le champ total à l'intérieur de la structure est donné par la relation :

$$E(z, x) = A_R(z) \exp i \underline{k}_R \cdot \underline{r} + A_{D_1}(z) \exp i \underline{k}_{D_1} \cdot \underline{r} + A_{D_2}(z) \exp i \underline{k}_{D_2} \cdot \underline{r} \quad (\text{V.51})$$

Avec :

$$A_R(z) = (x_1 B_R \exp \lambda_1 z + x_2 B_1 \exp \lambda_2 z + x_3 B_2 \exp \lambda_3 z) \exp i \frac{\Delta k_1 + \Delta k_2}{4} z \quad (\text{V.52-a})$$

$$A_{D_1}(z) = (y_1 B_R \exp \lambda_1 z + y_2 B_1 \exp \lambda_2 z + y_3 B_2 \exp \lambda_3 z) \exp i \frac{\Delta k_2 - 3\Delta k_1}{4} z \quad (\text{V.52-b})$$

$$A_{D_2}(z) = (z_1 B_R \exp \lambda_1 z + z_2 B_1 \exp \lambda_2 z + z_3 B_2 \exp \lambda_3 z) \exp i \frac{\Delta k_1 - 3\Delta k_2}{4} z \quad (\text{V.52-c})$$

La répartition spectrale de l'intensité dans la structure est évidemment obtenue en calculant $I(z, x) = |E(z, x)|^2$.

V.4.1.4 Simulations numériques

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à un faisceau de lecture en incidence normale sur le cristal photonique 2D décrit dans le paragraphe V.2. Le centre de bande interdite est obtenu pour la longueur d'onde λ_0 . Comme pour le réseau 1D, nous avons ajusté la longueur d'onde λ_0 , ou de manière équivalente, le pas du réseau défini par $\Lambda = \lambda_0 / (2n_{eff} \cos \alpha)$ pour avoir un

bord de bande toujours situé à la même longueur d'onde $\lambda_B = 1500nm$. De plus, le paramètre de forme e_1/Λ est optimisé pour maximiser l'intensité locale. Pour pouvoir comparer avec le cas du réseau unidimensionnel, les autres paramètres définissant la structure : ϵ_1 , ϵ_2 , α et L ont été pris identiques à ceux du paragraphe V.3.2.4 ($\epsilon_1 = 10,43$, $\epsilon_2 = 1$, $\alpha = 20^\circ$, $L = 4\mu m$). Les graphes (a) et (b) de la Figure V-12 montrent l'évolution du pas du réseau et celle de l'intensité locale moyenne maximum (à $\lambda_B = 1,5\mu m$) en fonction du paramètre de forme e_1/Λ respectivement pour les bord bas et haut de la bande interdite (en longueur d'onde).

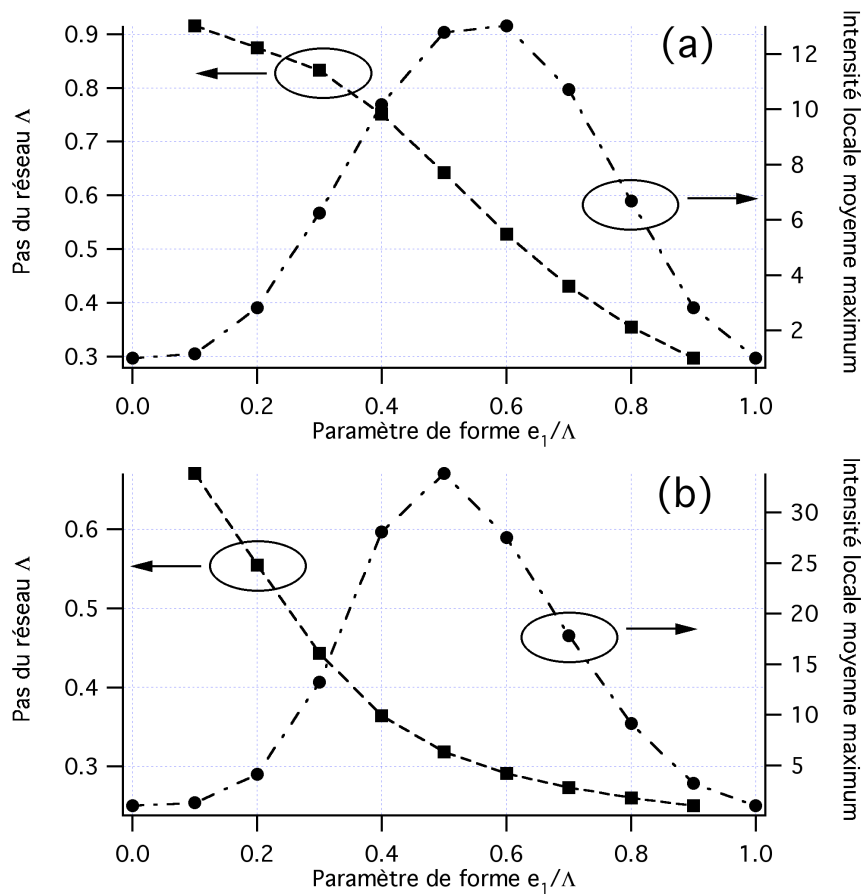


Figure V-12 Evolution du pas du réseau et de l'intensité locale moyenne maximum en fonction du paramètre de forme pour le bord 'basses longueurs d'onde' (a) et 'hautes longueurs d'onde' (b)

Dans les deux cas, le pas du réseau diminue avec e_1/Λ ; ceci est essentiellement dû à l'augmentation de l'indice de réfraction effectif quand le volume de la partie gravée diminue. Le maximum d'intensité locale est obtenu pour un paramètre de forme $e_1/\lambda = 0,58$ quand on s'intéresse au bord 'basses longueurs d'onde' de bande interdite photonique et $e_1/\lambda = 0,50$ dans le cas du bord 'hautes longueurs d'onde'. La valeur de l'intensité locale est bien plus

élevée sur le bord haut ($I_{\ell_{\max}} = 33,8$) que sur le bord bas ($I_{\ell_{\max}} = 13,3$) de la bande interdite. Ceci est dû à la grande différence des valeurs de pas de réseaux ($\Lambda = 583nm$ pour le bord bas et $\Lambda = 319nm$) qui diminue, dans le cas du bord bas de bande interdite, le nombre de strates du réseau, limitant ainsi son efficacité. Cela signifie que, pour un dispositif de faible épaisseur, de meilleures performances en régime non linéaire sont à attendre du côté du bord haut en longueur d'onde. On retrouve dans ces résultats toutes les caractéristiques prévues par le réseau 1D incliné.

Les Figures V-13 (a) et (b) montrent le spectre de réflectivité et d'intensité locale moyenne dans les deux cas respectifs de bord de bande 'bas' et 'haut'.

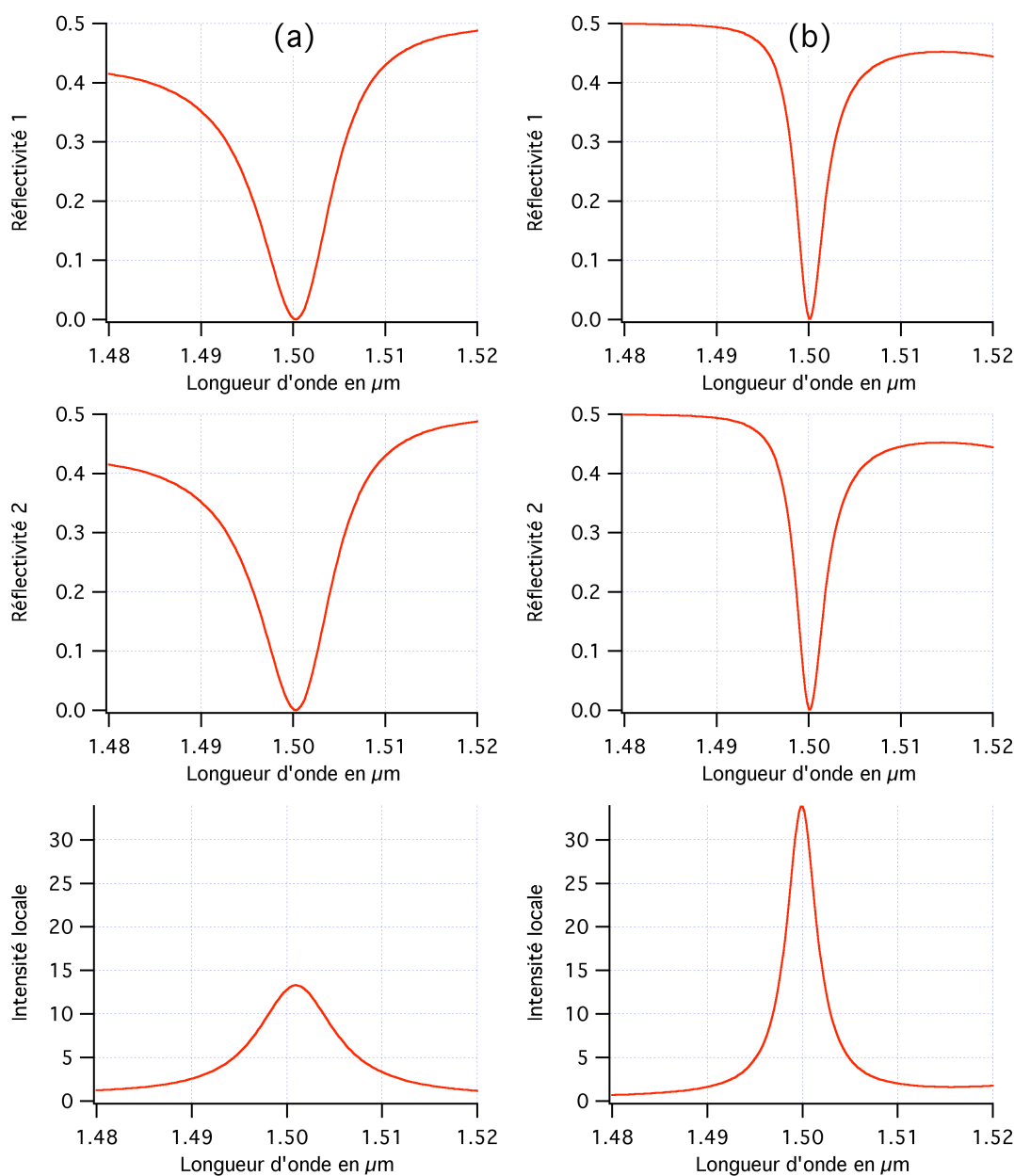


Figure V-13 Spectres de réflectivités et d'intensité locale moyenne dans le cas bord bas (a) et bord haut (b)

Comme attendu dans le cas de résonances, la largeur spectrale est plus étroite dans le cas 'bord haut' ($\Delta\lambda=3,3\text{nm}$) que dans le cas 'bord bas' ($\Delta\lambda=10\text{nm}$) correspondant respectivement à des intensités locales moyennes maximum de 34 et 13.

Les Figures V-14 (a) et (b) montrent la répartition spatiale de l'intensité à l'intérieur de la structure. Comme attendu (cf *Chapitre II*), l'intensité est maximale au centre de la structure avec des valeurs de 70 fois l'intensité externe dans le cas du bord basses longueurs d'onde de la bande interdite et de 190 fois l'intensité extérieure dans le cas du bord hautes longueurs d'onde. C'est donc ce cas du bord hautes longueurs d'onde que nous considérerons par la suite dans le cas d'une propagation non linéaire [Astic 08-b].

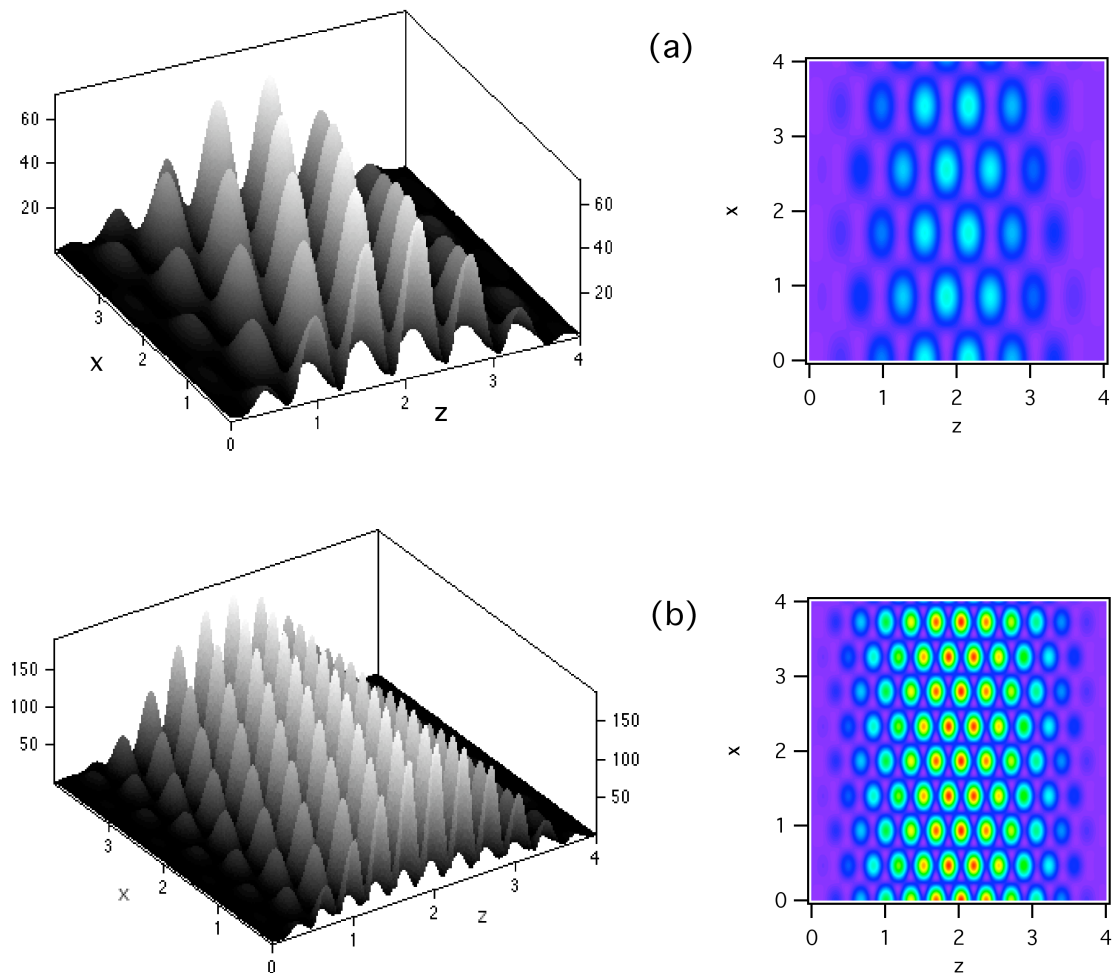


Figure V-14 Répartition spatiale de l'intensité pour le cas bord bas (a) et le cas bord haut (b)

V.4.2 Propagation non linéaire

Nous utilisons ici encore le mélange à quatre ondes pour caractériser l'effet d'accroissement de la susceptibilité non linéaire pour le renforcement de l'intensité locale. Le schéma de principe de l'interaction est représenté sur la Figure V-15..

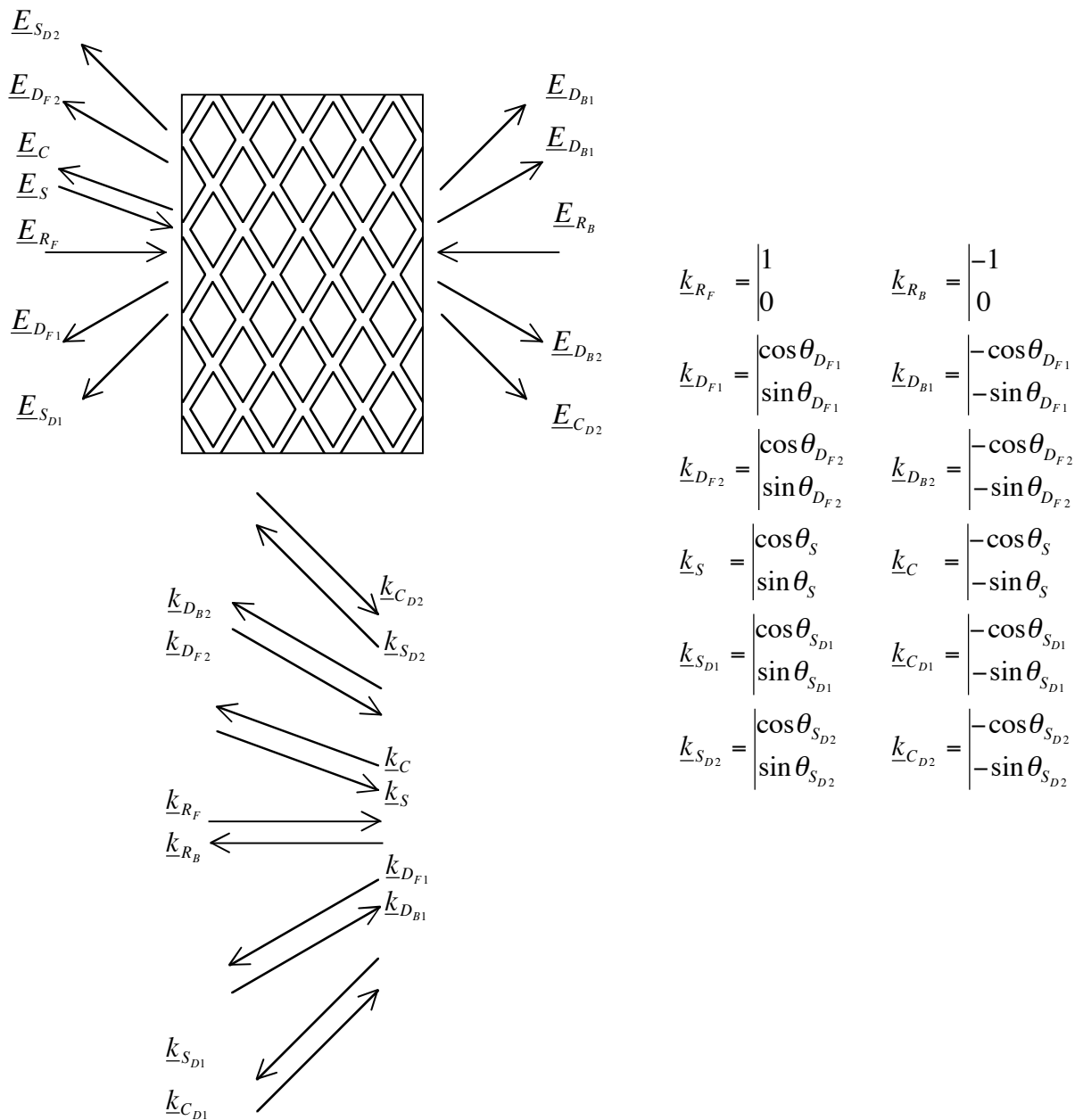


Figure V-15 Schéma de principe du mélange à quatre ondes dans le cas du CP2D

Il y a donc cette fois, six ondes de pompe couplées 3 à 3 (\underline{E}_{R_F} , \underline{E}_{R_B} , $\underline{E}_{D_{F1}}$, $\underline{E}_{D_{B1}}$, $\underline{E}_{D_{F2}}$, $\underline{E}_{D_{B2}}$) et contra-propageantes 2 à 2. L'onde incidente \underline{E}_S donnera naissance à trois ondes conjuguées (une \underline{E}_C en contra-propagation de l'onde incidente (en réflexion par rapport à la structure), les deux autres $\underline{E}_{C_{D1}}$ et $\underline{E}_{C_{D2}}$ en transmission).

Dans le régime totalement paramétrique que nous considérons encore ici, nous pouvons traiter les ondes ‘pompe’, ‘signal’ et ‘conjuguée’ séparément.

V.4.2.1 Propagation des ondes de pompe

Pour les ondes de pompe, dérivées de l’onde de pompe incidente ($\underline{E}_{RF}, \underline{E}_{DF_1}, \underline{E}_{DF_2}$), se propageant vers l’avant, la résolution est exactement celle donnée dans le paragraphe V.4.1.2 en prenant $\theta_R = 0$. Pour les ondes de pompe dérivées de l’onde de pompe incidente se propageant vers l’arrière ($\underline{E}_{RB}, \underline{E}_{DB}, \underline{E}_{DB_2}$), la résolution est encore la même, en prenant cette fois $\theta_R = \pi$, en remplaçant K_z par $-K_z$ et en changeant les conditions aux limites.

On a donc :

$$A_{RI}^{(j)}(z) = [x_1(j)B_R(j)\exp(\lambda_1(j)z) + x_2(j)B_1(j)\exp(\lambda_2(j)z) + x_3(j)B_2(j)\exp(\lambda_3(j)z)] \exp i \left(\frac{\Delta k_1(j) + \Delta k_2(j)}{4} \right) z \quad (\text{V.53-a})$$

$$A_{DI}^{(j)}(z) = [y_1(j)B_R(j)\exp(\lambda_1(j)z) + y_2(j)B_1(j)\exp(\lambda_2(j)z) + y_3(j)B_2(j)\exp(\lambda_3(j)z)] \exp i \left(\frac{\Delta k_2(j) - 3\Delta k_1(j)}{4} \right) z \quad (\text{V.53-b})$$

$$A_{DI}^{(j)}(z) = [z_1(j)B_R(j)\exp(\lambda_1(j)z) + z_2(j)B_1(j)\exp(\lambda_2(j)z) + z_3(j)B_2(j)\exp(\lambda_3(j)z)] \exp i \left(\frac{\Delta k_1(j) - 3\Delta k_2(j)}{4} \right) z \quad (\text{V.53-c})$$

($I \equiv F, B$ et $j = 0, \pi$ respectivement)

V.4.2.2 Propagation des ondes signal

Les ondes signal (E_S, E_{SD_1}, E_{SD_2}) ont une amplitude donnée par les équations précédentes V.53-a, b et c avec $j = \theta_S$ et $RI \equiv S, DI \equiv SD$.

V.4.2.3 Propagation des ondes conjuguées

Les ondes conjuguées $\underline{E}_C, \underline{E}_{CD_1}$ et \underline{E}_{CD_2} sont couplées entre elles par le réseau de Bragg et aux ondes signal $\underline{E}_S, \underline{E}_{SD_1}, \underline{E}_{SD_2}$ par mélange à quatre ondes avec les ondes de pompe $\underline{E}_{RF}, \underline{E}_{DF_1}, \underline{E}_{DF_2}, \underline{E}_{RB}, \underline{E}_{DB_1}$ et \underline{E}_{DB_2} . On a donc les équations de propagation suivantes :

$$2ik_C \cdot \nabla A_C = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \left(A_{CD_1} \exp i \Delta k_{C1z} z + A_{CD_2} \exp i \Delta k_{C2z} z \right) - \frac{\omega^2}{c^2} 4\pi \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{DF_1} A_{DB_1} + A_{DF_2} A_{DB_2} \right] A_S^* \quad (\text{V.54-a})$$

$$2ik_{C_{D1}} \cdot \nabla A_{C_{D1}} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \left(A_C \exp -i\Delta k_{C1z} z \right) - \frac{\omega^2}{c^2} 4\pi \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{D_{F1}} A_{D_{B1}} + A_{D_{F2}} A_{D_{B2}} \right] A_{S_{D1}}^* \quad (\text{V.54-b})$$

$$2ik_{C_{D2}} \cdot \nabla A_{C_{D2}} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \left(A_C \exp -i\Delta k_{C2z} z \right) - \frac{\omega^2}{c^2} 4\pi \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{D_{F1}} A_{D_{B1}} + A_{D_{F2}} A_{D_{B2}} \right] A_{S_{D2}}^* \quad (\text{V.54-c})$$

Avec : $\underline{\Delta k}_{Cj} = -\underline{K} + \underline{k}_{Cj} - \underline{k}_C$ et $\chi_{eff}^{(3)} = \chi_0^{(3)} = \chi_2^{(3)} + (\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}) e^2 / \Lambda^2$ (équation V.4.-a)

$$\text{Et : } \Delta k_{Cj_x} = 0 = \pm \frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha + 2\pi \frac{n_{eff}}{\lambda} \left(\sin \theta_{C_{Dj}} - \sin \theta_C \right) \quad (\text{V.55-a})$$

$$\Delta k_{Cj_z} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + 2\pi \frac{n_{eff}}{\lambda} \left(\cos \theta_{C_{Dj}} - \cos \theta_C \right) \quad (\text{V.55-b})$$

Comme $\theta_C = \pi + \theta_S$ (ondes signal et conjuguée contra-propageantes) :

$$\theta_{C_{Dj}} = \text{Arc sin} \left[\varepsilon_j \frac{\sin \alpha \lambda}{\Lambda n_{eff}} - \sin \theta_S \right] = \pi + \theta_{S_{Dj}} \quad (\text{V.56-a})$$

$$\Delta k_{Cz} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \left(-\cos \theta_{S_{Dj}} + \cos \theta_S \right) = -\Delta k_{Sjz} = -\Delta k_{Sj} \quad (\text{V.56-b})$$

En reportant les équations V.56-a et b dans les équations de propagation non linéaires V.54-a à c, et en tenant compte de l'extension infinie selon Ox, on obtient :

$$\frac{dA_C}{dz} = -\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \varepsilon_1 \left[A_{C_{D1}} \exp -i\Delta k_{S1z} z + A_{C_{D2}} \exp -i\Delta k_{S2z} z \right] - \frac{i4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{D_{F1}} A_{D_{B1}} + A_{D_{F2}} A_{D_{B2}} \right] A_S^* \quad (\text{V.57-a})$$

$$\frac{dA_{C_{D1}}}{dz} = -\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D1}}} \varepsilon_1 \left[A_C \exp i\Delta k_{S1z} z \right] - \frac{i4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D1}}} \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{D_{F1}} A_{D_{B1}} + A_{D_{F2}} A_{D_{B2}} \right] A_{S_{D1}}^* \quad (\text{V.57-b})$$

$$\frac{dA_{C_{D2}}}{dz} = -\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D2}}} \varepsilon_1 \left[A_C \exp i\Delta k_{S2z} z \right] - \frac{i4\pi^2}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D2}}} \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{RF} A_{RB} + A_{D_{F1}} A_{D_{B1}} + A_{D_{F2}} A_{D_{B2}} \right] A_{S_{D2}}^* \quad (\text{V.57-c})$$

En posant:

$$A_S = a_S \exp i \left(\frac{\Delta k_{S1} + \Delta k_{S2}}{4} \right) z \quad A_C = a_C \exp -i \left(\frac{\Delta k_{S1} + \Delta k_{S2}}{4} \right) z$$

$$A_{S_{D1}} = a_{S_{D1}} \exp\left(i \frac{\Delta k_{S2} - 3\Delta k_{S1}}{4}\right) z \quad A_{C_{D1}} = a_{C_{D1}} \exp\left(-i \frac{\Delta k_{S2} - 3\Delta k_{S1}}{4}\right) z$$

$$A_{S_{D2}} = a_{S_{D2}} \exp\left(i \frac{\Delta k_{S1} - 3\Delta k_{S2}}{4}\right) z \quad A_{C_{D2}} = a_{C_{D2}} \exp\left(i \frac{\Delta k_{S1} - 3\Delta k_{S2}}{4}\right) z$$

On obtient alors sous forme matricielle :

$$\frac{d}{dz} \mathcal{A}_C = M_C \mathcal{A}_C + \mathcal{A}'_C \quad (\text{V.58})$$

avec : $\mathcal{A}_C = \begin{pmatrix} a_C \\ a_{C_{D1}} \\ a_{C_{D2}} \end{pmatrix}$

$$M_C = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & 0 \\ m_{31} & 0 & m_{33} \end{pmatrix}$$

et où :

$$m_{11} = \frac{i}{4} (\Delta k_{S1} + \Delta k_{S2}) \quad m_{12} = -\frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} = m_{13} = -i\alpha_R$$

$$m_{21} = -\frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D1}}} = -i\alpha_1 \quad m_{22} = \frac{i}{4} (\Delta k_{S2} - 3\Delta k_{S1}) \quad m_{23} = 0$$

$$m_{31} = -\frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D2}}} = -i\alpha_2 \quad m_{33} = \frac{i}{4} (\Delta k_{S1} - 3\Delta k_{S2}) \quad m_{32} = 0$$

De plus $\mathcal{A}'_C = \begin{pmatrix} F'_C \\ F'_{C_{D1}} \\ F'_{C_{D2}} \end{pmatrix}$

Avec :

$$F'_C(z) = -\frac{i4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_S} [A_{RF}(z)A_{RB}(z) + A_{D_{F1}}(z)A_{D_{B1}}(z) + A_{D_{F2}}(z)A_{D_{B2}}(z)] a_S^*(z)$$

$$F'_{C_{D1}}(z) = -\frac{i4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D1}}} [A_{RF}(z)A_{RB}(z) + A_{D_{F1}}(z)A_{D_{B1}}(z) + A_{D_{F2}}(z)A_{D_{B2}}(z)] a_{S_{D1}}^*(z)$$

$$F'_{C_{D2}}(z) = -\frac{i4\pi^2 \chi_{eff}^{(3)}}{n_{eff} \lambda \cos \theta_{S_{D2}}} [A_{RF}(z)A_{RB}(z) + A_{D_{F1}}(z)A_{D_{B1}}(z) + A_{D_{F2}}(z)A_{D_{B2}}(z)] a_{S_{D2}}^*(z)$$

Soit P_C la matrice des vecteurs propres de M_C et $D_C = P_C^{-1} M_C P_C$ la matrice diagonalisée de M_C . On a alors :

$$\frac{d\mathcal{B}_C}{dz} = D_C \mathcal{B}_C + P_C^{-1} \mathcal{A}'_C$$

$$\text{avec } \mathcal{B}_C = \begin{pmatrix} b_C \\ b_{C_{D1}} \\ b_{C_{D2}} \end{pmatrix} = P_C^{-1} \mathcal{A}_C \text{ et } D_C = \begin{pmatrix} \lambda'_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda'_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda'_3 \end{pmatrix}$$

où $\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda'_3$ sont les trois solutions de l'équation caractéristique $\lambda^3 + a'\lambda^2 + b'\lambda + c' = 0$.

Les coefficients de cette équation caractéristique ($a' = -a, b' = -b, c' = -c$) sont dérivés de ceux de l'équation V.48-a, b et c par les changements $\Delta k_j \rightarrow -\Delta k_{sj}$ et $\alpha_j \rightarrow -\alpha_j$.

La matrice de transfert est obtenue à partir des mêmes changements de sorte que :

$$P_C = \begin{bmatrix} x_{C1} & x_{C2} & x_{C3} \\ y_{C1} & y_{C2} & y_{C3} \\ z_{C1} & z_{C2} & z_{C3} \end{bmatrix}$$

$$\text{avec : } x_{Cj} = -\frac{i}{4}(\Delta k_{S2} - 3\Delta k_{S1}) + \lambda'_j$$

$$y_{Cj} = -i\alpha_1$$

$$z_{Cj} = \left(\left[-\frac{i}{4}(\Delta k_{S1} + \Delta k_{S2}) + \lambda'_j \right] \left[-\frac{i}{4}(\Delta k_{S2} - 3\Delta k_{S1}) + \lambda'_j \right] + \alpha_1 \alpha_R \right) / (-i\alpha_R)$$

Le système à résoudre s'écrit alors :

$$\frac{db_C}{dz} = \lambda'_1 b_C + F_C(z)$$

$$\frac{db_{C_{D1}}}{dz} = \lambda'_2 b_{C_{D1}} + F_{C_{D1}}(z)$$

$$\frac{db_{C_{D2}}}{dz} = \lambda'_3 b_{C_{D2}} + F_{C_{D2}}(z)$$

Avec :

$$F_C(z) = x'_{C1} F'_C(z) + x'_{C2} F'_{C_{D1}}(z) + x'_{C3} F'_{C_{D2}}(z)$$

$$F_{C_{D1}}(z) = y'_{C1} F'_C(z) + y'_{C2} F'_{C_{D1}}(z) + y'_{C3} F'_{C_{D2}}(z)$$

$$F_{C_{D2}}(z) = z'_{C1} F'_C(z) + z'_{C2} F'_{C_{D1}}(z) + z'_{C3} F'_{C_{D2}}(z)$$

où les coefficients $x'_{Cj}, y'_{Cj}, z'_{Cj}$ sont les coefficients de la matrice P_C^{-1} inverse de P_C .

La résolution des équations différentielles linéaires découplées s'effectue de la même manière qu'au paragraphe V.5.3, donnant :

$$b_C(z) = \left[K_C(0) + \int_0^z F_C(z') \exp(-\lambda'_1 z' dz') \right] \exp \lambda'_1 z$$

$$b_{C_{D1}}(z) = \left[K_{C_{D1}}(0) + \int_0^z F_{C_{D1}}(z') \exp(-\lambda'_2 z' dz') \right] \exp \lambda'_2 z$$

$$b_{C_{D2}}(z) = \left[K_{C_{D2}}(0) + \int_0^z F_{C_{D2}}(z') \exp(-\lambda'_3 z' dz') \right] \exp \lambda'_3 z$$

et en utilisant la relation : $\mathcal{A}_C = P_C \mathcal{B}_C$

$$a_C(z) = x_{C1} b_C(z) + x_{C2} b_{C_{D1}}(z) + x_{C3} b_{C_{D2}}(z)$$

$$a_{C_{D1}}(z) = y_{C1} b_C(z) + y_{C2} b_{C_{D1}}(z) + y_{C3} b_{C_{D2}}(z)$$

$$a_{C_{D2}}(z) = z_{C1} b_C(z) + z_{C2} b_{C_{D1}}(z) + z_{C3} b_{C_{D2}}(z)$$

Les conditions aux limites $a_C(L) = 0$, $a_{C_{D1}}(0) = 0$ et $a_{C_{D2}}(0) = 0$ permettent d'obtenir les coefficients $K_C(0)$, $K_{C_{D1}}(0)$ et $K_{C_{D2}}(0)$ par résolution du système suivant :

$$x_{C1} \left[K_C(0) + \int_0^L F_C(z) \exp(-\lambda_1' z) dz \right] \exp(\lambda_1' L) + x_{C2} \left[K_{C_{D1}}(0) + \int_0^L F_{C_{D1}}(z) \exp(-\lambda_2' z) dz \right] \exp(\lambda_2' L) + \dots \\ \dots x_{C3} \left[K_{C_{D2}}(0) + \int_0^L F_{C_{D2}}(z) \exp(-\lambda_3' z) dz \right] \exp(\lambda_3' L) = 0$$

$$y_{C1} K_C(0) + y_{C2} K_{C_{D1}}(0) + y_{C3} K_{C_{D2}}(0) = 0$$

$$z_{C1} K_C(0) + z_{C2} K_{C_{D1}}(0) + z_{C3} K_{C_{D2}}(0) = 0$$

On a alors :

$$I_C(0) = \left| x_{C1} K_C(0) + x_{C2} K_{C_{D1}}(0) + x_{C3} K_{C_{D2}}(0) \right|^2$$

$$I_{C_{D1}}(L) = \left| y_{C1} \left[K_C(0) + \int_0^L F_C(z) \exp(-\lambda_1' z) dz \right] \exp(\lambda_1' L) + \dots \right. \\ \dots y_{C2} \left[K_{C_{D1}}(0) + \int_0^L F_{C_{D1}}(z) \exp(-\lambda_2' z) dz \right] \exp(\lambda_2' L) + \dots \\ \left. \dots y_{C3} \left[K_{C_{D2}}(0) + \int_0^L F_{C_{D2}}(z) \exp(-\lambda_3' z) dz \right] \exp(\lambda_3' L) \right|^2 \left| \frac{\cos \theta_{S_{D1}}}{\cos \theta_S} \right|$$

$$I_{C_{D2}}(L) = \left| z_{C1} \left[K_C(0) + \int_0^L F_C(z) \exp(-\lambda_1' z) dz \right] \exp(\lambda_1' L) + \dots \right. \\ \dots z_{C2} \left[K_{C_{D1}}(0) + \int_0^L F_{C_{D1}}(z) \exp(-\lambda_2' z) dz \right] \exp(\lambda_2' L) + \dots \\ \left. \dots z_{C3} \left[K_{C_{D2}}(0) + \int_0^L F_{C_{D2}}(z) \exp(-\lambda_3' z) dz \right] \exp(\lambda_3' L) \right|^2 \left| \frac{\cos \theta_{S_{D2}}}{\cos \theta_S} \right|$$

V.4.2.4 Simulations numériques

Comme dans le cas du cristal photonique 1D, nous avons calculé les efficacités du mélange à quatre ondes dans le cristal photonique 2D. Il y a maintenant trois faisceaux conjugués pour le mélange à quatre ondes contrapropageantes aux faisceaux sonde et aux faisceaux diffractés du

faisceau sonde. C'est donc $\rho_C = |E_C(0)|^2 / |E_S(0)|^2$, $\rho_{C_{D1}} = \left| \frac{E_{C_{D1}}(L)}{E_S(0)} \right|^2 \frac{\cos \theta_{0S}}{\theta_S}$ et

$\rho_{C_{D2}} = \left| \frac{E_{C_{D2}}(L)}{E_S(0)} \right|^2 \frac{\cos \theta_{0S}}{\cos \theta_S}$ qui ont été calculés en fonction de la longueur d'onde. Ces spectres

ont été calculés dans la situation d'intensité locale maximum définie dans le paragraphe V.4.1.4, à savoir sur le bord haute longueur d'onde de la bande interdite avec un facteur de forme $e_1/\Lambda = 0,50$ et un pas de réseau $\Lambda=0,319\mu\text{m}$.

Les Figures V-16 (a), (b), (c) et (d) montrent, en coordonnées semi-logarithmiques, les spectres obtenus pour des angles d'incidence θ_s du faisceau signal respectivement de 0° , 1° , 2° et 3° . Les résultats sont qualitativement identiques à ceux obtenus pour le cristal photonique 1D : pour un faisceau signal normal au cristal photonique 2D, comme attendu, de forts pics de réflectivités conjuguées sont observés dans les directions ci-avant, sur le bord de bande haut, à la même longueur d'onde que pour celui observé pour l'intensité locale moyenne (voir Figure V-10). La très forte décroissance sur les bords du spectre (plusieurs ordres de grandeur de part et d'autre de la résonance centrale) confirme la très forte résonance des effets non linéaires en bord de bande interdite. Compte tenu de la symétrie du problème, les spectres d'intensité conjuguée des faisceaux conjugués des deux faisceaux 'signal' diffracté sont identiques pour un faisceau signal en incidence normale sur la structure. Ce n'est évidemment pas le cas quand le faisceau signal n'est plus en incidence normale ($i=1,2,3^\circ$ sur les Figures V-16 (b), (c) et (d)).

On remarque également sur ces figures que l'intensité de chacun des deux faisceaux conjugués des faisceaux 'signal' diffractés est deux fois moins élevée que celle du faisceau conjugué du faisceau signal. Ceci est bien évidemment dû au partage en deux faisceaux de la diffraction du faisceau signal incident.

De plus, la comparaison des Figures V-16 (a), (b), (c) et (d) montre l'étroitesse angulaire de la résonance avec une très forte décroissance de la réflectivité conjuguée (plus d'un ordre de grandeur) pour une variation d'angle d'incidence de 2° seulement. Comme dans le cas du cristal photonique 1D, ce phénomène est dû au non recouvrement spectral des facteurs de champs locaux des faisceaux 'pompe' et de ceux des faisceaux 'signal' et 'conjugués'.

Nous allons maintenant procéder à une comparaison plus fine des résultats obtenus dans les cristaux photoniques 1D et 2D.

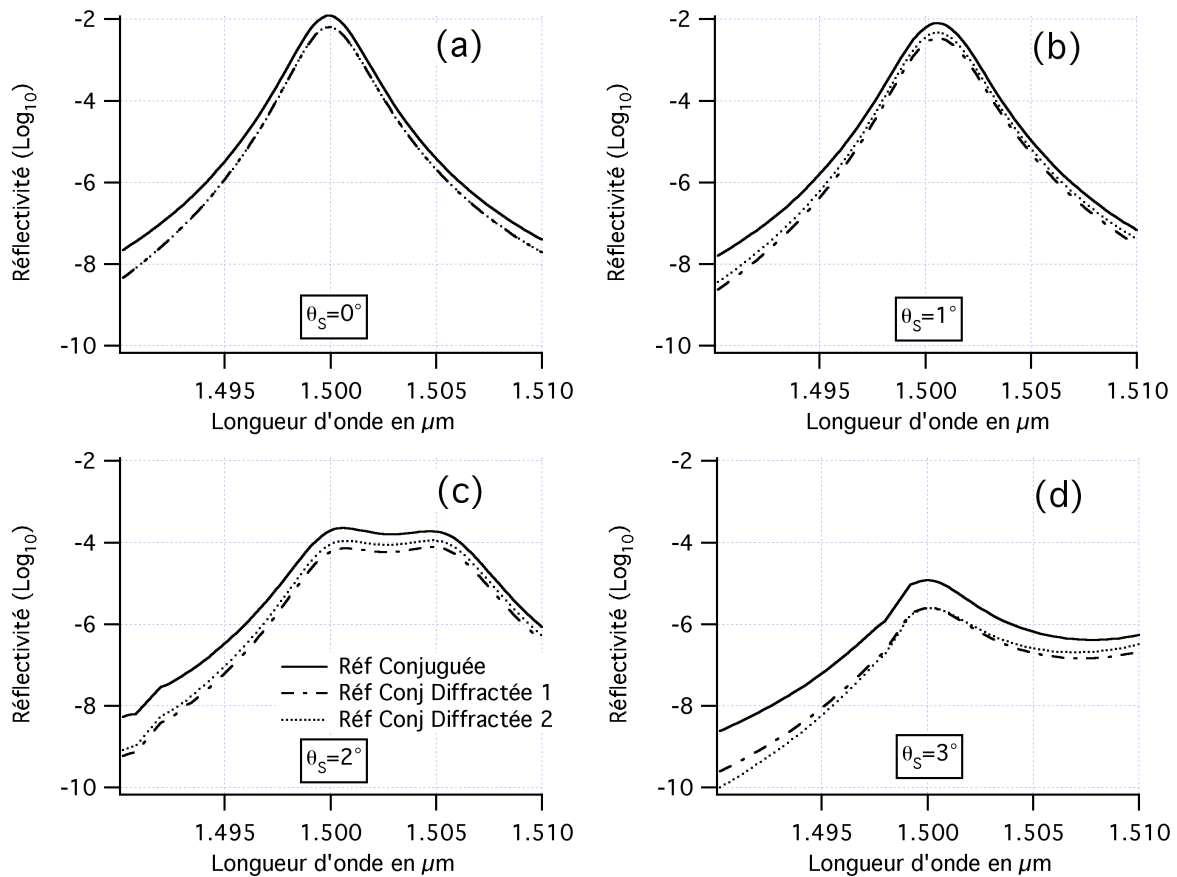


Figure V-16 Réflectivités Conjuguée et Conjuguées Diffractées 1 et 2 d'un CP2D pour différents angles d'incidence du faisceau signal (θ_s)

V.5 Discussion des résultats

Les sections V.3.2.4 et V.4.2.4 ont montré que les cristaux photoniques 1D et 2D se comportaient de manières très similaires au plan qualitatif. Ceci n'est d'ailleurs pas surprenant puisque c'est la présence d'un bord de bande qui accroît l'importance des effets non linéaires et que les deux types de cristaux photoniques présentent un tel bord de bande. Cette section a donc pour but une comparaison quantitative des résultats obtenus dans les deux cas respectifs des cristaux photoniques 1D et 2D.

La première différence notable concerne le nombre de faisceaux concernés par les interactions : deux pour les cristaux photoniques 1D et trois pour les cristaux photoniques 2D. Ceci est toujours le cas pour le mélange à quatre ondes, ce qui peut être soit un avantage soit un inconvénient pour une application donnée. Par contre, remarquons qu'en bord de bande interdite, dans les deux cas des cristaux photoniques 1D et 2D, il ne reste que le faisceau

transmis, les faisceaux diffractés sortant des structures ayant une intensité nulle. Ce point pourrait être mis à profit en régime non linéaire pour réaliser des interrupteurs optiques fonctionnant sur le principe de l'effet Kerr. Cette étude non réalisée au cours de ce travail mériterait d'être entreprise.

Concernant la réflectivité dans la bande interdite photonique, les deux structures se comportent exactement de la même manière : propagation interdite dans la nano structure avec réflexions sur deux faisceaux pour le cristal photonique 2D et 1 faisceau pour le cristal photonique 1D. Les bords de bande étant fixés à $1,5\mu\text{m}$, il est alors possible de comparer les facteurs de forme e_1/Λ et pas Λ des réseaux optimisant le facteur de champ local moyen I_{LM} . Ces quantités sont reportées dans le tableau V.1 en même temps que la largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\text{cloc}}$ du facteur de champ local moyen.

Type de CP	Bord de bande	Λ (μm)	e_1/Λ	I_{LM}	$\Delta\lambda_{\text{cloc}}$ (nm)
CP 1D	Bas	0,521	0,41	16	7
	Haut	0,284	0,35	38	3
CP 2D	Bas	0,583	0,55	13,3	9,6
	Haut	0,319	0,5	33,8	4,2

Tableau V-1

Que ce soit sur le bord 'basse' ou 'haute' longueur d'onde de la bande interdite, le pas du réseau optimisant l'intensité locale moyenne en bord de bande interdite à $1,5\mu\text{m}$ est légèrement inférieur pour le cristal photonique 1D. Ceci procure un avantage au CP1D qui, pour la même épaisseur totale, a d'avantage de périodes, ce qui accroît l'intensité locale moyenne. Toutefois, cet avantage est compensé par un facteur de forme e_1/Λ plus grand pour le CP2D de sorte que l'intensité locale moyenne est assez peu différente dans les deux cas (17% et 11% plus élevée pour le CP1D dans les deux cas respectifs des bords bas et haut de la bande interdite). Par contre, corrélativement, la largeur de raie est légèrement supérieure dans le cas du CP2D (environ 30% dans les deux cas des bords bas et haut de la bande photonique interdite).

Ces résultats donnent à penser que le cristal photonique 1D doit donner des performances légèrement meilleures en mélange à quatre ondes. Les Figure V-17 (a) et (b) récapitulent les résultats obtenus en mélange à quatre ondes pour une incidence normale du faisceau signal. Sur la Figure V-17 (a), on retrouve le spectre du rendement pour le faisceau conjugué du

faisceau signal injecté (en trait continu pour le CP2D et pointillé pour le CP1D). La Figure V-17 (b) montre quant à elle, le spectre du rendement du faisceau conjugué d'un des deux faisceaux diffractés du faisceau signal pour le CP2D (ligne continue) et celui du faisceau conjugué du seul faisceau signal diffracté dans le cas du CP1D (pointillés).

Les Figure V-17-a et -b confirment le très léger avantage du cristal photonique 1D avec des réflectivités conjuguées directes et diffractées supérieures de respectivement 12% et 34% par rapport aux mêmes quantités pour le cristal photonique 2D. Remarquons toutefois que l'efficacité totale de la conjugaison de phase $\left(|E_C|^2 + |E_{C_{D1}}|^2 + |E_{C_{D2}}|^2\right) / |E_S|^2$ dans le cristal photonique 2D est supérieure de 19% à celle $\left(|E_C|^2 + |E_{CD}|^2\right) / |E_S|^2$ obtenue dans le cristal photonique 1D. Quoiqu'il en soit, les résultats montrent qu'une structuration 2D n'est pas nécessaire pour améliorer l'efficacité du mélange à quatre ondes.

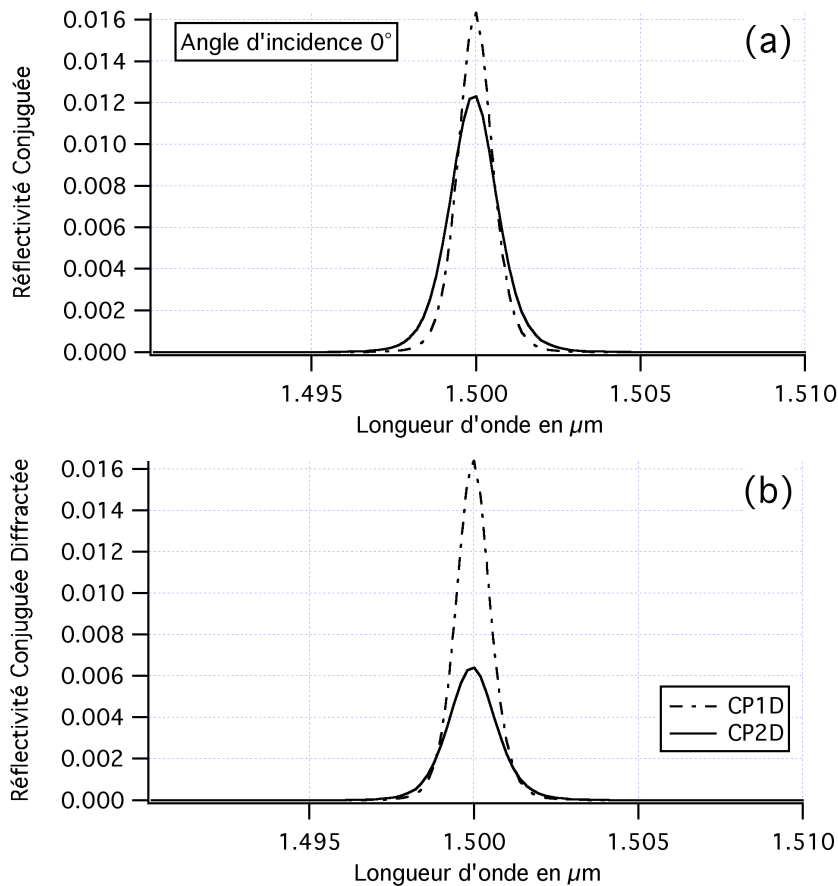


Figure V-17 Résultats obtenus en mélange à quatre ondes pour une incidence normale du faisceau signal

(a) Spectres du rendement du faisceau conjugué par rapport au faisceau signal injecté

(b) Spectres du rendement du faisceau conjugué du faisceau diffracté

Un résultat similaire est obtenu pour tous les angles d'incidence, comme le démontrent les Figure V-18 (a) et (b) présentant, pour une incidence de 3°, les mêmes quantités que dans le cas des Figure V-17 (a) et (b) obtenues pour une incidence normale du faisceau signal.

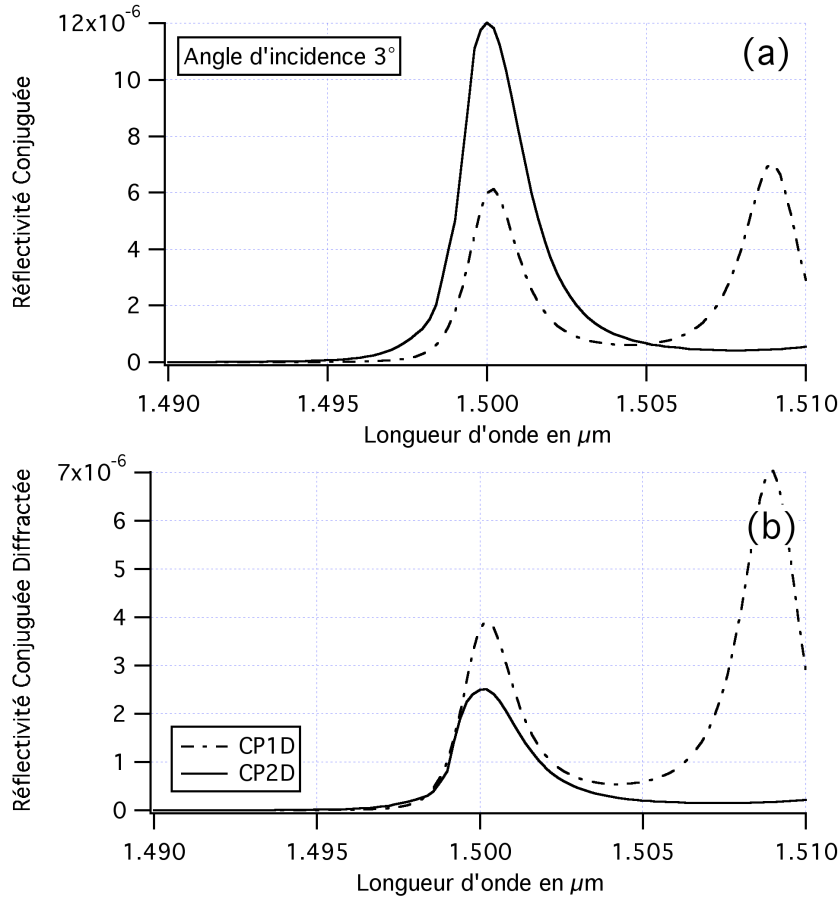


Figure V-18 Résultats obtenus en mélange à quatre ondes pour une incidence de 3° du faisceau signal

(a) Spectres du rendement du faisceau conjugué par rapport au faisceau signal injecté

(b) Spectres du rendement du faisceau conjugué du faisceau diffracté

Dans le régime entièrement paramétrique du mélange à quatre ondes étudié dans ce chapitre, les intensités conjuguées directes et diffractées sont proportionnelles au carré de la susceptibilité non linéaire moyenne du cristal photonique considéré :

$$\chi_{eff_{1D}}^{(3)} = \chi_2^{(3)} + (\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}) \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D} \quad \text{pour le cristal photonique 1D et}$$

$$\chi_{eff_{2D}}^{(3)} = \chi_2^{(3)} + (\chi_1^{(3)} - \chi_2^{(3)}) \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D}^2 \quad \text{pour le cristal photonique 2D. Dans les applications}$$

numériques présentées dans ce chapitre, l'air remplit le milieu 2 de sorte que l'on ait $\chi_2^{(3)} = 0$

$$\text{et } \chi_{eff_{1D}}^{(3)} = \chi_1^{(3)} \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D} \text{ et } \chi_{eff_{2D}}^{(3)} = \chi_1^{(3)} \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D}^2 .$$

Si l'on suppose maintenant que les gravures sont remplies d'un gaz présentant une résonance atomique au voisinage immédiat de la fréquence de bord de bande interdite du cristal photonique, on peut facilement avoir $\chi_2^{(3)} \gg \chi_1^{(3)}$ de sorte que l'on ait :

$$\chi_{eff_{1D}}^{(3)} = \chi_2^{(3)} \left[1 - \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D} \right]$$

$$\chi_{eff_{2D}}^{(3)} = \chi_2^{(3)} \left[1 - \left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{2D}^2 \right]$$

Pour les matériaux retenus dans nos calculs, $\left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{1D} = 0,35$ et $\left(\frac{e_1}{\Lambda} \right)_{2D} = 0,65$. En comparaison

avec le cas où le milieu 1 est non linéaire, les intensités conjuguées directes et diffractées sont multipliées par des facteurs 3,5 et 9,0 dans les cas respectifs des cristaux photoniques 1D et 2D. On voit que, dans ce cas, même si l'amélioration ne se chiffre pas en ordres de grandeur, le cristal photonique 2D donne des efficacités de conjugaison de phase sensiblement plus fortes que le cristal photonique 1D (un facteur 2 à 3). Il est donc nécessaire d'étudier avec précision la propagation non linéaire dans le cristal photonique considéré pour optimiser son 'design'. Notre étude est tout à fait généralisable à d'autres processus non linéaires, ce qui renforce son intérêt.

CONCLUSION

Grâce à leurs propriétés originales de propagation de la lumière, les structures à cristal photonique présentent d'excellents atouts pour la réalisation de dispositifs de faibles dimension et d'excellente qualité en vue du traitement classique ou quantique du signal optique [Lourtioz 03] [Bertolotti 06]. Il s'avère que même la bande interdite photonique qui empêche la propagation de la lumière à l'intérieur de la structure peut être utilisée pour réaliser de nouveaux guides d'onde favorisant les non linéarités [Benabib 06] [Lebrun 07]. L'objectif de ce travail était de montrer l'exaltation des non linéarités d'ordre trois dans les structures à cristal photonique et de favoriser, grâce à des calculs théoriques et aux expériences conduites, la compréhension de ce phénomène aux multiples facettes.

Nous avons tout d'abord présenté tout l'enjeu que pouvaient représenter les non linéarités d'ordre trois pour la réalisation de circuits optiques originaux et de très faibles dimensions. Pour cela, nous avons montré que la clé de l'implantation des cristaux photoniques dans de tels circuits résidait en leur formidable capacité à localiser la lumière en bord de bande interdite. Ce phénomène directement relié au ralentissement de l'onde lumineuse à l'intérieur de la structure, permet notamment d'accroître largement l'efficacité des processus non linéaires du troisième ordre. Nous avons également présenté le processus de mélange à quatre ondes que nous avons utilisé au cours de ce travail pour révéler, tant d'un point de vue pratique que théorique, l'énorme accroissement de ces non linéarités optiques du troisième ordre apporté par la nano structuration des matériaux.

Au plan théorique, nous avons étendu le formalisme matriciel des cristaux photoniques à une dimension au cas non linéaire du mélange à quatre ondes, utilisé pour étudier la conjugaison de phase au sein des cristaux photoniques 1D. Nous avons montré la forte exaltation de la réflectivité conjuguée en bord de bande interdite, celle-ci étant directement reliée à la forte localisation de la lumière à cette longueur d'onde. Nous avons dans un premier temps considéré un cristal photonique 1D simple déposé sur un miroir de Bragg : il s'agissait du type de configuration testé expérimentalement. Nous avons également étudié l'influence de différents paramètres sur la localisation de la lumière au sein de la structure et sur la

réflectivité conjuguée. Nous avons ainsi bien entendu mis en évidence l'impact bénéfique du nombre de couches mais aussi de celui du contraste d'indice. Nous avons ainsi démontré toute l'importance de pouvoir réaliser des structures à fort contraste d'indice pour des applications pratiques futures. Nous avons également étudié le cas de microcavités simples et couplées ainsi que les paramètres permettant de les optimiser. Nous avons enfin tenté de comparer les performances de ces différentes structures photoniques pour des épaisseurs totales des dispositifs équivalentes. Nous avons alors montré que la meilleure configuration possible était réalisée pour une microcavité dont le défaut était placé de façon optimale à l'intérieur de la structure que ce soit en l'absence ou en présence de pertes par diffusion. Nous avons cependant mis en évidence, pour ce dernier cas, l'effondrement de l'efficacité de cette structure à microcavité pour localiser la lumière comparativement au cas d'un cristal photonique 1D déposé sur un miroir de Bragg pour des absorptions significatives dans les couches.

Concernant les études expérimentales, nous avons présenté, au travers de la description de la source laser accordable et des dispositifs expérimentaux mis en œuvre, les expériences pratiques que nous avons conduites au cours de ce travail. Nous avons également mis en évidence les nombreuses techniques de mesures que nous avons mises au point pour palier aux difficultés pratiques liées aux expériences réalisées, tant d'un point de vue expérimental pur (filtrage spatial, ajustement du retard de la pompe) que d'un point de vue du traitement numérique (traitement des données à l'aide de boîtes d'énergie par exemple). Nous avons enfin présenté les limites rencontrées au sein des échantillons à fort contraste d'indice composés des empilements AlGaAs/AlO_x, puisqu'un compromis doit être trouvé afin de disposer d'une énergie suffisamment forte pour induire des effets linéaires mais limitée tout de même afin de ne pas détériorer la structure photonique.

Les différentes études spectroscopiques et résolues en temps ont permis de montrer l'exaltation des non linéarités d'ordre trois en bord de bande interdite des cristaux photoniques 1D. Elles ont montré que de très forts changements d'indice de réfraction sont possibles que ce soit au sein du cristal fin à fort contraste d'indice (AlGaAs/AlO_x) ou au sein du cristal plus épais et à faible contraste d'indice (CdMnTe/CdMgTe) ouvrant ainsi la voie à des dispositifs de très faible volume pour le traitement du signal optique. Cependant ces études montrent également que de fortes densités de porteurs libres photo-générés par des processus d'absorption multi photonique du second ou même du troisième ordre sont aussi

CONCLUSION

extrêmement favorisées en bord de bande des cristaux photoniques. Nous avons montré que cet inconvénient pouvait très probablement être évité ou en tous cas fortement réduit en utilisant de plus faibles intensités de pompe au sein de cristaux photoniques présentant des résonances encore plus étroites.

Nous avons enfin présenté notre approche théorique de l'étude des effets non linéaires dans un cristal photonique à deux dimensions fondée sur la généralisation de celle que nous avons effectuée au concernant les structures à une dimension. Notre méthode utilise une décomposition en série de Fourier du réseau 2D et s'intéresse au cas du double bord de bande : on parle alors d'une dégénérescence d'ordre deux du dit bord de bande. Nous avons réalisé une étude comparative et quantitative de l'efficacité du cristal photonique 1D à franges inclinées attaqué perpendiculairement à la face d'entrée et du cristal photonique 2D étudié et avons montré qu'une structuration 2D n'était pas forcément nécessaire pour améliorer l'efficacité du mélange à quatre ondes. Néanmoins, nous avons montré qu'en utilisant pour la structure 2D par exemple des gravures remplies d'un gaz présentant une résonance atomique au voisinage immédiat de la fréquence de bord de bande interdite du cristal photonique on pouvait obtenir de meilleures efficacités de conjugaison de phase que pour la structure 1D.

Au cours de ce travail, nous sommes parvenu à montrer la très forte exaltation des processus non linéaires obtenue en bord de bande interdite grâce à la localisation de la lumière directement reliée au ralentissement de la lumière dans cette zone spectrale. Néanmoins, que ce soit d'un point de vue théorique ou pratique, nous avons montré toute l'importance d'étudier avec précision la propagation non linéaire dans la structure photonique considérée afin d'en optimiser le 'design'. La prochaine étape consiste bien entendu en l'étude des structures 3D et en celle de structures 2D guidantes. Le groupe Manolia dispose d'ores et déjà, grâce à une collaboration avec le groupe Naphel (Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique), l'Université de Glasgow et le Laboratoire de Photonique et Nanostructures, de structures 3D résultant d'un miroir de Bragg composé d'empilement de couches GaAs/AlOx gravé par une structure 2D de trous. Il a également commencé l'étude de structures guidantes à cristaux photoniques (guides à ralentissement de la lumière et microcavités).

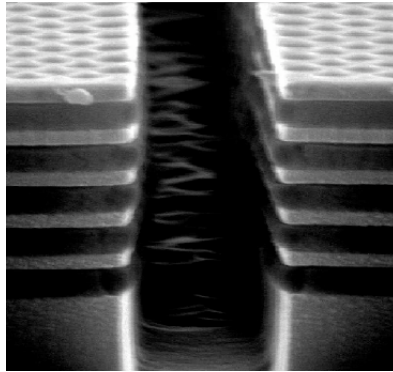
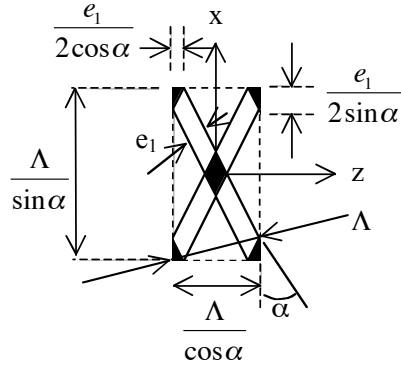


Figure 1 Structure 3D : miroir de Bragg (empilement couches GaAs/AlO_x) gravé par une structure 2D de trous (réalisation Université de Glasgow, oxydation LPN)

Annexe A1 : Calcul des coefficients de Fourier du Cristal Photonique 2D

On a la maille suivante :



$$K_x = \frac{2\pi \sin \alpha}{\Lambda}$$

$$K_z = -\frac{2\pi \cos \alpha}{\Lambda}$$

La fonction étant paire en x et z, on a :

$$\varepsilon(-x, z) = \varepsilon(x, z) \text{ et } \varepsilon(x, z) = \varepsilon(x, -z)$$

Le développement en série de Fourier de $\varepsilon(z, x)$ s'écrit :

$$\varepsilon(x, z) = \sum_{N_x, N_z} \varepsilon_{N_x, N_z} \exp i(N_x K_x x + N_z K_z z)$$

avec

$$\varepsilon_{N_z, N_x} = \frac{\sin 2\alpha}{2\Lambda^2} \int_{-\frac{\Lambda}{2\cos\alpha}}^{\frac{\Lambda}{2\cos\alpha}} dz \int_{-\frac{\Lambda}{2\sin\alpha}}^{\frac{\Lambda}{2\sin\alpha}} dx \varepsilon(z, x) \exp -i2\pi \left[N_z \cos \alpha \frac{z}{\Lambda} + N_x \sin \alpha \frac{x}{\Lambda} \right]$$

On pose $Z = \cos \alpha \frac{z}{\Lambda}$ et $X = \sin \alpha \frac{x}{\Lambda}$, on a alors :

$$\varepsilon_{N_z, N_x} = \frac{\sin 2\alpha}{2\Lambda^2} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \frac{\Lambda}{\cos \alpha} dZ \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \frac{\Lambda}{\sin \alpha} dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp -i2\pi [N_z Z + N_x X]$$

$$\varepsilon_{N_z, N_x} = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dZ \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp -i2\pi [N_z Z + N_x X]$$

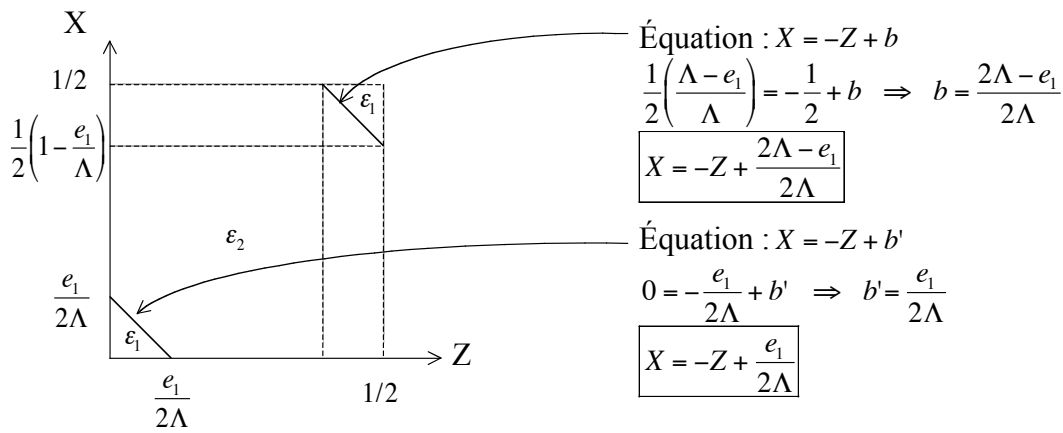
$$\varepsilon_{N_z, N_x} = \int_{-\frac{1}{2}}^0 dZ \int_{-\frac{1}{2}}^0 dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X] \quad (I_1)$$

$$+ \int_{-\frac{1}{2}}^0 dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X] \quad (I_2)$$

$$+ \int_0^{\frac{1}{2}} dZ \int_{-\frac{1}{2}}^0 dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X] \quad (I_3)$$

$$+ \int_0^{\frac{1}{2}} dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X] \quad (I_4)$$

Calcul de I_4 :



$$I_4 = \int_0^{1/2} dZ \int_0^{1/2} dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp - 2i\pi [N_z Z + N_x X] = I(N_z, N_x)$$

$$I_4 = \int_0^{\frac{e_1}{2\Lambda}} dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left(\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right) \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X]$$

$$+ \int_{\frac{e_1}{2\Lambda}}^{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}} dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left(\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right) \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X]$$

$$+ \int_{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}}^{\frac{1}{2}} dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon \left(\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right) \exp - i2\pi [N_z Z + N_x X]$$

$$I_4 = \int_0^{\frac{e_1}{2\Lambda}} dZ \left[\int_0^{-Z + \frac{e_1}{2\Lambda}} dX \varepsilon_1 \exp - 2i\pi (N_z Z + N_x X) + \int_{-Z + \frac{e_1}{2\Lambda}}^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon_2 \exp - 2i\pi [N_z Z + N_x X] \right]$$

$$+ \int_{\frac{e_1}{2\Lambda}}^{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}} dZ \int_0^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon_2 \exp - 2i\pi (N_z Z + N_x X)$$

$$+ \int_{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}}^{\frac{1}{2}} dZ \left[\int_0^{-Z + \frac{2\Lambda - e_1}{2\Lambda}} dX \varepsilon_2 \exp - 2i\pi (N_z Z + N_x X) + \int_{-Z + \frac{2\Lambda - e_1}{2\Lambda}}^{\frac{1}{2}} dX \varepsilon_1 \exp - 2i\pi [N_z Z + N_x X] \right]$$

$$I_4 = \int_0^{\frac{e_1}{2\Lambda}} dZ \left[\begin{array}{l} \varepsilon_1 \frac{\exp(-2i\pi(N_z Z - N_x Z + N_x \frac{e_1}{2\Lambda})) - \exp(-2i\pi N_z Z)}{-2i\pi N_x} \\ + \varepsilon_2 \frac{\exp(-2i\pi(N_z Z + \frac{N_x}{2})) - \exp(-2i\pi(N_z Z - N_x Z + N_x \frac{e_1}{2\Lambda}))}{-2i\pi N_x} \end{array} \right] \\ + \int_{\frac{e_1}{2\Lambda}}^{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}} dZ \left[\varepsilon_2 \frac{\exp(-2i\pi(N_z Z + \frac{N_x}{2})) - \exp(-2i\pi N_z Z)}{-2i\pi N_x} \right] \\ + \int_{\frac{\Lambda - e_1}{2\Lambda}}^1 dZ \left[\begin{array}{l} \varepsilon_2 \frac{\exp(-2i\pi(N_z Z - N_x Z + N_x \frac{2\Lambda - e_1}{2\Lambda})) - \exp(-2i\pi N_z Z)}{-2i\pi N_x} \\ + \varepsilon_1 \frac{\exp(-2i\pi(N_z Z + \frac{N_x}{2})) - \exp(-2i\pi(N_z Z - N_x Z + N_x \frac{2\Lambda - e_1}{2\Lambda}))}{-2i\pi N_x} \end{array} \right]$$

On obtient alors :

$$I_4 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{4\pi^2 N_x (N_z - N_x)} \left[\exp(-i\pi N_x \frac{e_1}{\Lambda}) - \exp(-i\pi N_z \frac{e_1}{\Lambda}) + \exp(-i\pi(N_z - N_x)) \left[\exp(i\pi N_x \frac{e_1}{\Lambda}) - \exp(i\pi N_z \frac{e_1}{\Lambda}) \right] \right] \\ - \frac{\varepsilon_1}{4\pi^2 N_x N_z} \left[1 - \exp(i\pi N_z \frac{e_1}{\Lambda}) \right] \left[1 + \exp(-i\pi(N_x + N_z)) \right] \\ - \frac{\varepsilon_2}{4\pi^2 N_x N_z} \left[\exp(i\pi(N_x - N_z)) \exp(i\pi N_z \frac{e_1}{\Lambda}) + \exp(-i\pi N_z \frac{e_1}{\Lambda}) - \exp(-i\pi N_x) - \exp(-i\pi N_z) \right]$$

Calcul de I_3 :

$$I_3 = \int_0^{1/2} dZ \int_{-1/2}^0 dX \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X}{\sin \alpha} \right] \exp(-2i\pi[N_z Z + N_x X])$$

En posant $X' = -X$:

$$I_3 = \int_0^{1/2} dZ \int_0^{1/2} dX' \varepsilon \left[\frac{\Lambda Z}{\cos \alpha}, \frac{\Lambda X'}{\sin \alpha} \right] \exp(-2i\pi[N_z Z - N_x X']) = I(N_z, -N_x) \quad (\varepsilon \text{ est paire en } X)$$

Calcul de I_2 et I_1 :

En utilisant les symétries de la même manière que pour l'évaluation de I_3 , on a :

$$I_2 = I(-N_z, N_x) \text{ et } I_1 = I(-N_z, -N_x)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = I(N_z, N_x) + I(N_z, -N_x) + I(-N_z, N_x) + I(-N_z, -N_x)$$

Comme $\exp(-i\pi N) = \pm 1 = \exp(i\pi N)$

On obtient :

$$\varepsilon_{N_z, N_x} = 2 \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\pi^2 (N_z^2 - N_x^2)} \sin \frac{\pi}{2} (N_x + N_z) \frac{e_1}{\Lambda} \sin \frac{\pi}{2} (N_z - N_x) \frac{e_1}{\Lambda} [1 + \exp -i\pi(N_z - N_x)]$$

Remarquons que :

- si $N_z - N_x = 2p + 1$ alors $\varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

Étude du cas particulier $\frac{e_1}{\Lambda} = \frac{1}{2}$:

$$(1) \varepsilon_{N_z, N_x} = \frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\pi^2 (N_z^2 - N_x^2)} \sin \frac{\pi}{4} (N_x + N_z) \sin(N_z - N_x) \frac{\pi}{4} [1 + \exp -i\pi(N_z - N_x)] \text{ si } N_z \neq \pm N_x$$

$$(2) \varepsilon_{N_z, \pm N_x} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi N_z} \sin \frac{\pi}{2} N_z$$

La valeur de (1) est nulle si $N_z - N_x = 2n + 1$ ou si $N_x + N_z = 4m$ ou enfin si $N_z - N_x = 4l$

La valeur de (2) est nulle si $N_z = 2r$

➤ Si $N_x = 4p'$

- $N_z = 2k + 1 \Rightarrow N_z - N_x = 2(k - 2p') + 1 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$
- $N_z = 2k$
 - $N_z = 4k' \quad N_z + N_x = 4(p' + k') \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$
 - $\left. \begin{array}{l} N_z = 4k' + 2 \quad N_z + N_x = 4(p' + k') + 2 \\ N_z - N_x = 4(k' - p') + 2 \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} \neq 0$

➤ Si $N_x = 4p' + 1$

- $N_z = 2k \Rightarrow N_z - N_x = 2(k - 2p') - 1 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x}$
- $N_z = 2k + 1$
 - $N_z = 4k' + 1 \quad N_z - N_x = 4(k' - p') \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$
 - $N_z = 4k' + 3 \quad N_z + N_x = 4(k' + p') + 4 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

$$\text{Si } N_z = \pm N_x \quad \varepsilon_{4p'+1, \pm 4p'+1} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi(4p+1)}$$

➤ Si $N_x = 4p' + 2$

- $N_z = 2k + 1 \quad N_z - N_x = 2(k - 2p') - 1 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$
- $N_z = 2k$
 - $\left. \begin{array}{l} N_z = 4k' \quad N_z + N_x = 4(p' + k') + 2 \\ N_z + N_x = 4(p' + k') + 2 \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} \neq 0$
 - $N_z = 4k' + 2 \quad N_z - N_x = 4(k' - p') \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

$$\varepsilon_{N_z, N_x} = \frac{4(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\pi^2(N_z^2 - N_x^2)}$$

$$\text{Si } N_z = \pm N_x \quad \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$$

➤ Si $N_x = 4p' + 3$

○ $N_z = 2k \quad N_z - N_x = 2(k - 2p') - 3 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

○ $N_z = 2k + 1$

▪ $N_z = 4k' + 1 \quad N_z + N_x = 4(k' + p') + 4 \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

▪ $N_z = 4k' + 3 \quad N_z - N_x = 4(k' - p') \Rightarrow \varepsilon_{N_z, N_x} = 0$

$$\text{Si } N_z = \pm N_x \quad \varepsilon_{4p'+3, \pm(4p'+3)} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi(4p'+3)}$$

Résumé :

• Si $N_x = 2p + 1$ (impair) $\varepsilon_{N_z, N_x} = 0$ sauf $\varepsilon_{2p+1, \pm(2p+1)} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi|2p+1|}$

⇒ il n'y a qu'un coefficient non nul par ordre de diffraction

• Si $N_x = 2p$ (pair) $\varepsilon_{N_z, N_x} = 0$ sauf $\varepsilon_{4k'+2, \pm 4p'} = \frac{4(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\pi^2|(4k'+2)^2 - 16p'^2|}$

$$\varepsilon_{4k', \pm(4p'+2)} = \frac{4(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\pi^2|16k'^2 - (4p'+2)^2|}$$

⇒ le nombre de coefficients non nuls est faible :

pour $N_x = 0 \quad \dots; \varepsilon_{-6,0}; \varepsilon_{-2,0}; \varepsilon_{2,0}; \varepsilon_{6,0}; \varepsilon_{10,0}; \dots$

pour $N_x = \pm 2 \quad \dots; \varepsilon_{-8, \pm 2}; \varepsilon_{-4, \pm 2}; \varepsilon_{0, \pm 2}; \varepsilon_{4, \pm 2}; \varepsilon_{8, \pm 2}; \dots$

Annexe A2 : Approximation des ondes couplées pour le réseau 1D

Dans le *Chapitre V*, le calcul des réflectivités et facteur d'intensité locale moyenne est effectué (en incidence normale) dans l'approximation des ondes couplées (onde de lecture et onde diffractée réfléchie d'ordre 1). Cette approximation consiste à considérer que ces deux seules ondes permettent de calculer, avec une bonne approximation, l'intensité dans la structure. Dans une telle approximation, nous avons éliminé toutes les ondes diffractées transmises et toutes les ondes possiblement diffractées par le réseau d'ordre supérieur à l'unité (toutes celles telles que $|NK \sin \alpha / k| \leq 1$). Ceci n'est correct que si l'amplitude de ces ondes dans la nanostructure est faible devant celle des ondes de lecture et diffractée réfléchie d'ordre 1. C'est ce que nous vérifions dans cette annexe.

Si l'approximation est valable, il est légitime de négliger le couplage entre ondes diffractées autres que celui avec l'ordre +1 réfléchi. L'amplitude de l'onde diffractée transmise ($j = T$) ou réfléchie ($j = R$) d'ordre N est alors donnée par intégration de l'équation différentielle :

$$\frac{dA_{D_N}^{(j)}}{dz} = \frac{i\pi}{n_{\text{eff}} \lambda \cos \theta_{D_{N_j}}} \left\{ \varepsilon_{-N} A_R(z) \exp[-i\Delta k_j(N)z] + \varepsilon_{-(N-1)} A_{D_1}(z) \exp[-i[\Delta k_j(N) - \Delta k]z] \right\} \quad (\text{A2.1})$$

où $A_R(z)$ et $A_{D_1}(z)$ sont donnés par les équations V.29 a et b.

Dans l'équation (A2.1), les directions des ondes diffractées transmises et réfléchies d'ordre N sont données par les relations

$$\theta_{D_{N_T}} = \text{Arc sin}[\sin \theta_R - NK \sin \alpha] \quad (\text{A2.2-a})$$

$$\theta_{D_{N_R}} = \pi - \text{Arc sin}[\sin \theta_R - NK \sin \alpha] \quad (\text{A2.2-b})$$

et le désaccord de phase $\Delta k(N)$ est :

$$\Delta k(N) = k \left(\cos \theta_{D_{N_j}} - \cos \theta_R \right) + NK \cos \alpha \quad (\text{A2.3})$$

L'intégration de cette équation peut parfaitement être réalisée analytiquement. Toutefois, le résultat n'étant guère exploitable à ce niveau, nous avons procédé à une intégration numérique dans le cas des CP 1D considérés dans la section V.3.2.4.

Annexe A2 : Approximation des ondes couplées pour le réseau 1D

La validité de l'approximation a été testée par le calcul du rapport à l'intensité locale moyenne globale calculée en section V.3.2.4 de l'intensité locale moyenne de l'onde diffractée $A_{D_{N_j}}$ donnée par la relation :

$$I_{L_{D_{N_j}}} = \frac{1}{L} \int_0^L |A_{D_{N_j}}(z)|^2 dz$$

Ce calcul a été effectué dans les deux cas des bords 'basse' et 'haute' longueur d'onde de la bande interdite, dans les conditions du calcul de la section V.3.2.4.

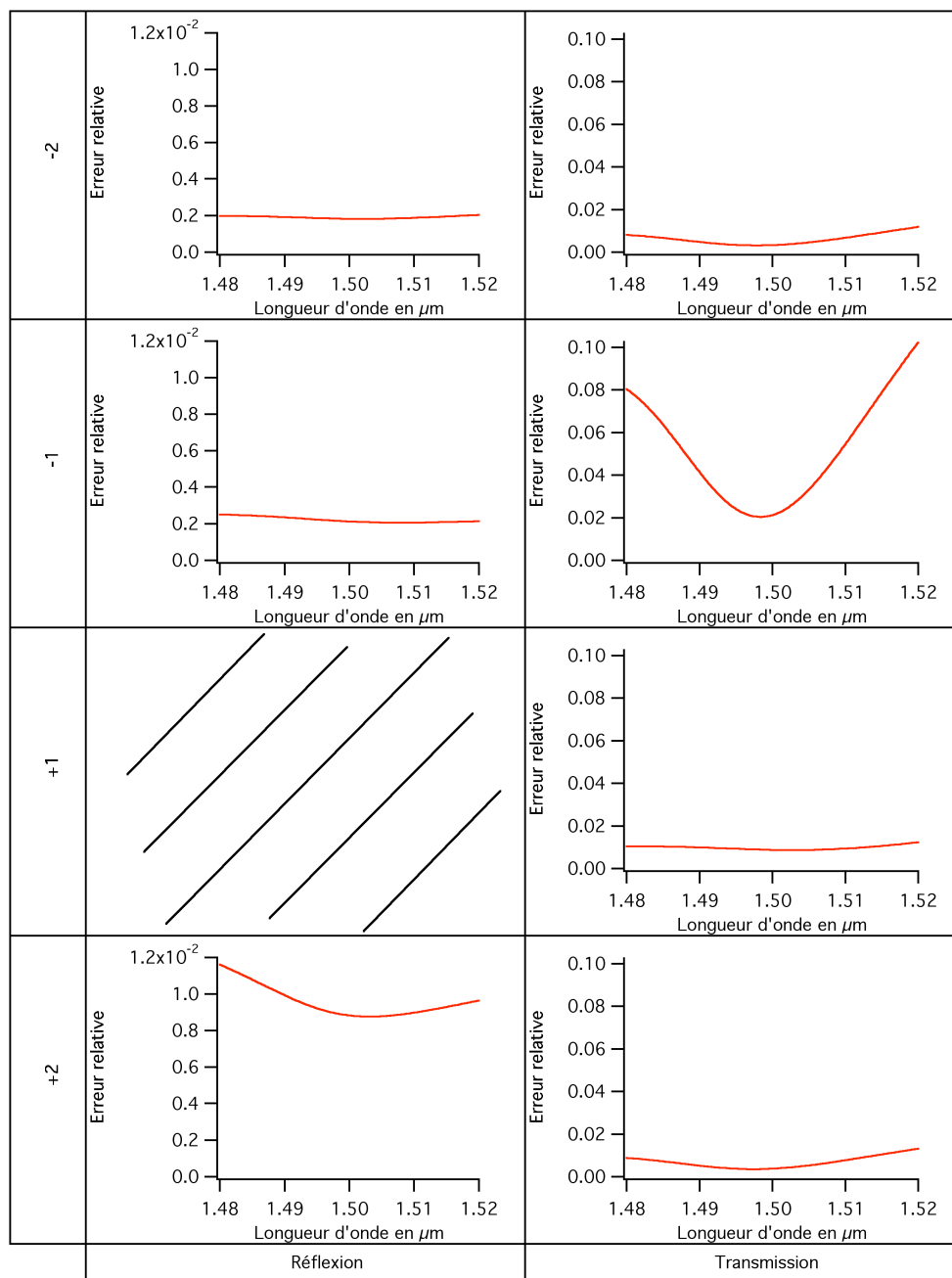


Figure A2-0-1 Spectres de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux différents ordres de diffraction pour le bord de bande basse longueur d'onde

Dans le cas du bord de bande faible longueur d'onde, pour les valeurs numériques retenues, on a $|N| < 3$ et seules les ondes diffractées transmises d'ordres $-2, -1, +1$ et $+2$ et les ondes diffractées réfléchies d'ordres $-2, -1$ et $+2$ sont à considérer. La Figure A2.1 montre le spectre de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux différents ordres de diffraction non considérés dans le calcul du Chapitre V, ce pour une diffraction en transmission et en réflexion. Toutes les contributions sont faibles, la plus importante correspondant à l'ordre -1 transmis ayant une contribution de seulement 2% en bord de bande interdite.

Dans le cas du bord haute longueur d'onde, pour les valeurs numériques retenues, on a $|N| < 2$ (en raison du pas plus fin du réseau). Alors, seules les ondes diffractées transmises -1 et $+1$ et réfléchi -1 sont à considérer. La Figure A2.2 montre le spectre de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux différents ordres de diffraction, ce pour une diffraction en transmission et en réflexion.

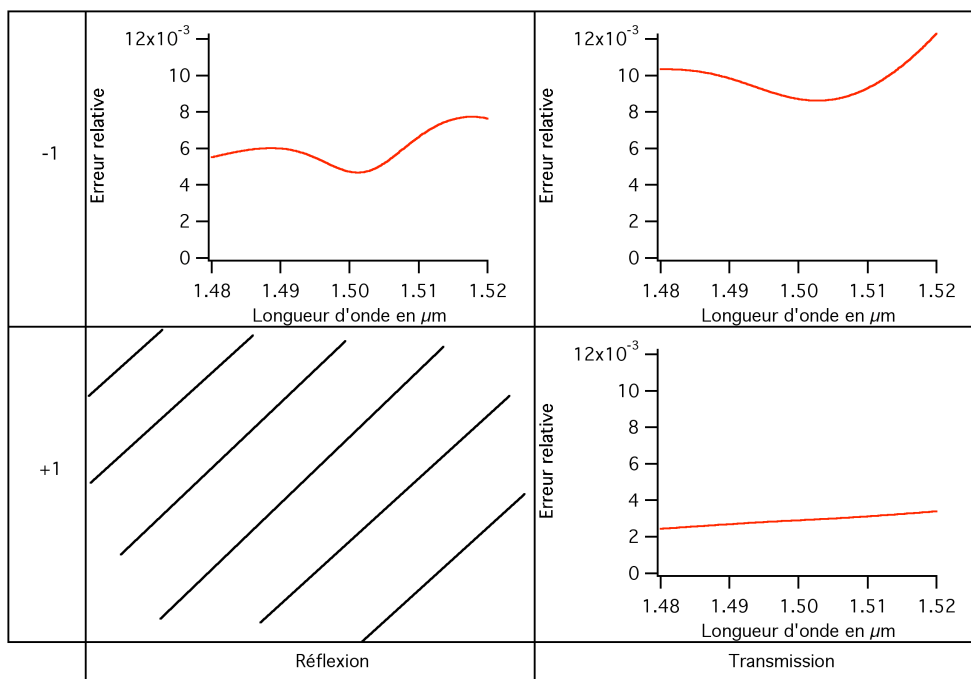


Figure A2-2 Spectres de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux différents ordres de diffraction pour le bord de bande haute longueur d'onde

Là encore, l'erreur est faible (inférieure ou égale au pourcent).

Ces résultats montrent la validité de l'approximation des ondes couplées utilisée dans la section V.3.2.

Annexe A3 : Propagation des ondes E_{RB} et E_{DB}

Cette annexe présente le calcul de la propagation des ondes de pompe E_{RB} et E_{DB} .

$$\Delta k_{x_{DB}} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha + \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \sin \theta_{DB} = 0$$

$$\text{De plus } \frac{\lambda_0}{\Lambda n_{eff}} = 2 \cos \alpha \quad \Rightarrow \quad -\frac{\sin 2\alpha}{\lambda_0} + \frac{\sin \theta_{DB}}{\lambda} = 0$$

$$\theta_{DB} = \text{Arc sin} \left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \sin 2\alpha \right] = \theta_0$$

$$\begin{aligned} \Delta k_{z_{DB}} &= -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\cos \theta_{DB} + 1) = -\frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\cos \theta_0 + 1) \\ &= -\Delta k_{z_{DF}} = -\Delta k_R \end{aligned}$$

On a donc, en tenant compte de l'invariance par translation ($\partial/\partial x = 0$)

$$\begin{cases} \frac{dA_{RB}}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} \varepsilon_{-1} A_{DB} \exp -i \Delta k z \\ \frac{dA_{DB}}{dz} = +i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \varepsilon_{+1} A_{RB} \exp +i \Delta k z \end{cases}$$

$$A_{RB} = a_{RB} \exp -i \frac{\Delta k z}{2} \quad A_{DB} = a_{DB} \exp +i \frac{\Delta k z}{2}$$

$$\begin{cases} \frac{da_{RB}}{dz} - i \frac{\Delta k}{2} a_{RB} = -\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda} \varepsilon_{-1} a_{DB} \\ \frac{da_{DB}}{dz} + i \frac{\Delta k}{2} a_{DB} = +\frac{i\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \varepsilon_{+1} a_{RB} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a_{RB}(L) = A_{RB0} \exp i \frac{\Delta k L}{2} \\ a_{DB}(0) = 0 \end{cases}$$

En posant $z' = L - z$

$$\begin{cases} \frac{da_{RB}}{dz'} + i \frac{\Delta k}{2} a_{RB} = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} \varepsilon_{-1} a_{DB} \\ \frac{da_{DB}}{dz'} - i \frac{\Delta k}{2} a_{DB} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos \theta_0} \varepsilon_{+1} a_{RB} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a_{RB}(0) = A_{RB0} \exp i \frac{\Delta k L}{2} \\ a_{DB}(L) = 0 \end{cases}$$

Equations identiques aux équations V.21.a et b et V.22.a et b (dans le cas $\theta_R = 0$) si on

échange ε_{-1} et ε_{+1} et a_{rF_0} par $A_{rB_0} \exp i \frac{\Delta k L}{2}$.

Annexe A4 : Approximation des ondes couplées pour le réseau 2D

Nous reprenons ici l'analyse de l'annexe A2 en l'adaptant au cas du réseau 2D. Dans ce cas, dans l'approximation des ondes couplées, trois ondes sont à considérer, l'onde de lecture \underline{E}_R et les deux ondes diffractées en régime de Bragg \underline{E}_{D_1} et \underline{E}_{D_2} (voir section V.4.1.1). L'onde diffractée \underline{E}_{D_N} de vecteur d'onde \underline{k}_{D_N} est donc couplée à ces trois ondes par l'équation de propagation linéaire, valable pour $N_x \neq \pm 1$ si $j = R$:

$$\frac{dA_{D_{N_x}}^{(j)}}{dz} = \frac{i\pi}{n_{eff}\lambda \cos\theta_{D_{N_x}}^{(j)}} \sum_{N_z \neq 0} \left\{ \varepsilon_{N_z; N_x} A_R \exp - i\Delta k_R^{(j)}(N_z, N_x)z \right. \\ \left. + \varepsilon_{N_z; -N_x+1} A_{D_1} \exp - i\Delta k_{D_1}^{(j)}(N_z, N_x)z \right. \\ \left. + \varepsilon_{N_z; -N_x-1} A_{D_2} \exp - i\Delta k_{D_2}^{(j)}(N_z, N_x)z \right\} \quad (j = R, T) \quad (\text{A4.1})$$

avec : $\Delta k_R^{(j)}(N_z, N_x) = k(\cos\theta_{D_{N_x}}^{(j)} - \cos\theta_R) + N_z K_z$

$$\Delta k_{D_1}^{(j)}(N_z, N_x) = k(\cos\theta_{D_{N_x}}^{(j)} - \cos\theta_{D_1}) + N_z K_z$$

$$\Delta k_{D_2}^{(j)}(N_z, N_x) = k(\cos\theta_{D_{N_x}}^{(j)} - \cos\theta_{D_2}) + N_z K_z$$

Avec : $\theta_{D_{-1}}^{(R)} = \theta_{D_1} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R + \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$

$$\theta_{D_1}^{(R)} = \theta_{D_2} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R - \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

$$\theta_{D_{N_x}}^{(R)} = \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R - N_x \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

$$\theta_{D_{N_x}}^{(R)} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R - N_x \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

puisqu'il faut considérer les ondes diffractées réfléchies $A_{D_N}^{(R)}$ et transmises $A_{D_N}^{(T)}$.

L'intégration de l'équation différentielle a été effectuée numériquement dans le cas du bord de bande haute longueur d'onde qui donne les meilleures performances pour une épaisseur donnée de la structure. Comme dans le calcul de la section V.4.1.4, on considère une onde

normale à la structure ($\theta_R = 0$). Pour $\lambda = 1,5\mu\text{m}$, on a $\lambda \sin\alpha / \Lambda n_{\text{eff}} = 0,878$ et seuls les ordres $N_x = \pm 1$ (en réflexion et en transmission) sont possibles. En conséquence, seules les amplitudes $A_{D_1}^{(T)}$ et $A_{D_{-1}}^{(T)}$ des ondes diffractées transmises sont à calculer. Compte tenu de la valeur $e_1/\Lambda = 0,5$ retenue pour les calculs du *Chapitre V* et des valeurs non nulles des coefficients de Fourier dans ce cas (cf annexe A1), les équations d'évolution de $A_{D_1}^{(T)}$ et $A_{D_{-1}}^{(T)}$ s'écrivent alors, en se limitant aux harmoniques 3 :

$$\begin{aligned} \frac{dA_{D_1}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 3) &= \frac{i\pi}{n_{\text{eff}} \lambda \cos\theta_{D_1}^{(T)}} \left\{ \left[\exp[-i\Delta k_R^{(T)}(1,1)z] + \exp[-i\Delta k_R^{(T)}(-1,1)z] \right] \varepsilon_{11} A_R \right. \\ &\quad + \left[\exp[-i\Delta k_{D_1}^{(T)}(2,1)z] + \exp[-i\Delta k_{D_1}^{(T)}(-2,1)z] \right] \varepsilon_{20} A_{D_1} \\ &\quad \left. + \exp[-i\Delta k_{D_2}^{(T)}(0,1)z] \varepsilon_{20} A_{D_2} \right\} \\ \frac{dA_{D_{-1}}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 3) &= \frac{i\pi}{n_{\text{eff}} \lambda \cos\theta_{D_{-1}}^{(T)}} \left\{ \left[\exp[-i\Delta k_R^{(T)}(1,-1)z] + \exp[-i\Delta k_R^{(T)}(-1,-1)z] \right] \varepsilon_{11} A_R \right. \\ &\quad + \left[\exp[-i\Delta k_{D_2}^{(T)}(2,-1)z] + \exp[-i\Delta k_{D_2}^{(T)}(-2,-1)z] \right] \varepsilon_{20} A_{D_2} \left. \right\} \\ &\quad + \exp[-i\Delta k_{D_1}^{(T)}(0,-1)z] \varepsilon_{02} A_{D_1} \end{aligned}$$

En se limitant aux harmoniques 5, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dA_{D_1}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 5) &= \frac{dA_{D_1}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 3) + \frac{i\pi}{n_{\text{eff}} \lambda \cos\theta_{D_1}^{(T)}} \left\{ \exp[-i\Delta k_{D_2}^{(T)}(4,1)z] + \exp[-i\Delta k_{D_2}^{(T)}(-4,1)z] \right\} \varepsilon_4 A_{D_2} \\ \frac{dA_{D_{-1}}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 5) &= \frac{dA_{D_{-1}}^{(T)}}{dz}(\text{ordre } 3) + \frac{i\pi}{n_{\text{eff}} \lambda \cos\theta_{D_{-1}}^{(T)}} \left\{ \exp[-i\Delta k_{D_1}^{(T)}(4,-1)z] + \exp[-i\Delta k_{D_1}^{(T)}(-4,-1)z] \right\} \varepsilon_4 A_{D_1} \end{aligned}$$

L'intégration de ces équations a été effectuée numériquement pour les valeurs des paramètres considérés dans le paragraphe V.4.1.4. Comme dans le cas du cristal photonique unidirectionnel, la validité de l'approximation des ondes couplées a été testée par le calcul du rapport, à l'intensité locale moyenne globale calculée en section V.4.2.3, de l'intensité locale moyenne de l'onde diffractée $A_{D_{\pm 1}}^{(T)}$ donnée par la relation :

$$I_{LD_{\pm 1}}^{(T)} = \frac{1}{L} \int_0^L |A_{D_{\pm 1}}^{(T)}(z)|^2 dz$$

Le calcul a été effectué dans le cas le plus intéressant du bord 'haute' longueur d'onde de la bande interdite, ce dans les conditions du calcul de la section V.4.2.4.

Les figures A4.1 (a) et (b) montrent les spectres de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux ordres ± 1 en transmission, seuls existants pour les paramètres choisis dans le calcul. Au voisinage du bord de bande interdite, là où le champ local est élevé, l'erreur est

très faible dans les deux cas (inférieur à 1%) justifiant l'approximation des ondes couplées effectives dans la section. D'autre part, comme on peut le voir sur les figures A4.1 (c) et (d), cette erreur est calculée précisément en arrêtant le calcul aux harmoniques 3 du développement en séries de la permittivité, puisqu'un calcul pratiqué jusqu'à l'ordre 5 ne modifie la valeur de l'erreur que de moins de 1% en valeur relative.

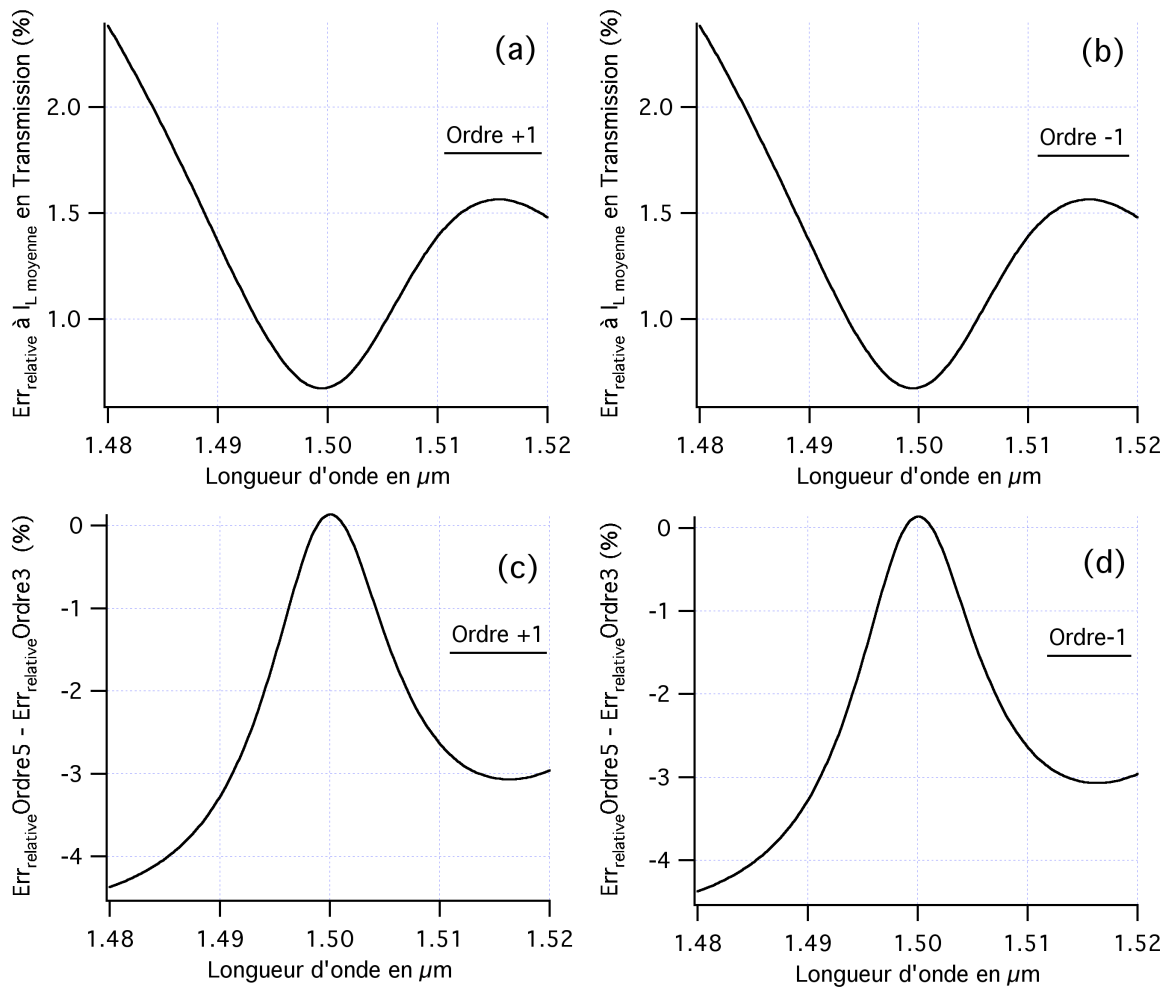


Figure 1 Spectres de l'erreur relative à l'intensité locale moyenne due aux ordres ± 1 en transmission ((a) et (b)) et spectres de la différence des erreurs relatives dues aux ordres 5 et 3 ((c) et (d))

Annexe A5 : Propagation des ondes de lecture et diffusées :

On a vu au paragraphe V.4.1.2 que

$$\frac{dA_R}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_R} \left[A_{D_1} \exp i\Delta k_1 z + A_{D_2} \exp i\Delta k_2 z \right]$$

$$\frac{dA_{D_1}}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_1}} A_{D_1} \exp -i\Delta k_1 z$$

$$\frac{dA_{D_2}}{dz} = \frac{i\pi\varepsilon_1}{n_{eff}\lambda\cos\theta_{D_2}} A_{D_2} \exp -i\Delta k_2 z$$

Avec : $\theta_{D_1} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R + \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$

$$\theta_{D_2} = \pi - \text{Arc sin} \left[\sin\theta_R - \frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

On a ainsi :

$$\cos\theta_{D_1} = \cos\theta_{D_2} = -\cos \left[\text{Arc sin} \left(\frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right) \right] = -\cos 2\alpha' \quad \text{avec} \quad \alpha' = \frac{1}{2} \text{Arc sin} \left(\frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right)$$

$$\Delta k_{1,2} = \frac{2\pi \cos\alpha}{\Lambda} + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \left[\cos\theta_{D_{1,2}} - \cos\theta_R \right]$$

Comme $\theta_R = 0$, alors :

$$\theta_{D_1} = \pi - \text{Arc sin} \left[\frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

$$\theta_{D_2} = \pi + \text{Arc sin} \left[\frac{\lambda \sin\alpha}{\Lambda n_{eff}} \right]$$

Et : $\Delta k_{1,2} = \frac{2\pi \cos\alpha}{\Lambda} + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} (\cos\theta_{D_{1,2}})$ d'où $\Delta k = \Delta k_1 = \Delta k_2$

On obtient donc le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dA_R}{dz} = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} [\varepsilon_1 A_{D_1} + \varepsilon_{-1} A_{D_2}] \exp i \Delta k z \\ \frac{dA_{D_1}}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'} \varepsilon_{-1} A_R \exp -i \Delta k z \\ \frac{dA_{D_2}}{dz} = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'} \varepsilon_1 A_R \exp -i \Delta k z \end{cases}$$

On pose : $A_R = a_R \exp i \frac{\Delta k}{2} z$ et $A_{D_{1,2}} = a_{1,2} \exp -i \frac{\Delta k}{2} z$

Le système devient :

$$\begin{cases} \frac{da_R}{dz} + i \frac{\Delta k}{2} a_R = i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda} [\varepsilon_1 a_1 + \varepsilon_{-1} a_2] \\ \frac{da_1}{dz} - i \frac{\Delta k}{2} a_1 = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'} \varepsilon_{-1} a_R \\ \frac{da_2}{dz} - i \frac{\Delta k}{2} a_2 = -i \frac{\pi}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'} \varepsilon_1 a_R \end{cases}$$

En posant : $\alpha_1 = \frac{\pi \varepsilon_1}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'}$ et $\alpha_2 = \frac{\pi \varepsilon_{-1}}{n_{eff} \lambda \cos 2\alpha'}$ ($\alpha_1 = \alpha_2$)

On peut écrire le système d'équations sous la forme :

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_R \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\Delta k/2 & i\cos(2\alpha')\alpha_1 & i\cos(2\alpha')\alpha_2 \\ -i\alpha_2 & i\Delta k/2 & 0 \\ -i\alpha_1 & 0 & i\Delta k/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_R \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} a_R \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

On diagonalise la matrice M :

$$\begin{vmatrix} -i\frac{\Delta k}{2} - \lambda & i\cos(2\alpha')\alpha_1 & i\cos(2\alpha')\alpha_2 \\ -i\alpha_2 & i\frac{\Delta k}{2} - \lambda & 0 \\ -i\alpha_1 & 0 & i\frac{\Delta k}{2} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

On obtient alors les valeurs propres :

$$\lambda_1 = i \frac{\Delta k}{2} \quad \lambda_2 = -\beta = -\left[2\alpha_1\alpha_2 \cos 2\alpha' - \frac{\Delta k^2}{4}\right]^{1/2} \quad \lambda_3 = \beta \quad \text{avec } \beta \in \Re \text{ ou } \Im$$

Calcul des vecteurs propres :

$$\lambda_1 \Rightarrow \begin{cases} -i\Delta k x + i\cos 2\alpha' \alpha_1 y + i\cos 2\alpha' \alpha_2 z = 0 \\ -i\alpha_2 x = 0 \\ -i\alpha_1 x = 0 \end{cases}$$

$\Rightarrow x = 0 \quad y = \alpha_2 \quad z = -\alpha_1$ et en normalisant on obtient :

$$\vec{V}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_2/N_1 \\ -\alpha_1/N_1 \end{pmatrix} \text{ avec } N_1 = \left[|\alpha_2|^2 + |\alpha_1|^2 \right]^{1/2}$$

$$\lambda_2, \lambda_3 \Rightarrow \begin{cases} \left(-i\frac{\Delta k}{2} \pm \beta \right) x + i \cos 2\alpha' \alpha_1 y + i \cos 2\alpha' \alpha_2 z = 0 \\ -i\alpha_2 x + \left(i\frac{\Delta k}{2} \pm \beta \right) y = 0 \\ -i\alpha_1 x + \left(i\frac{\Delta k}{2} \pm \beta \right) z = 0 \end{cases}$$

$$\Rightarrow x = i\frac{\Delta k}{2} \pm \beta \quad y = i\alpha_2 \quad z = i\alpha_1$$

$$\vec{V}_2 = \begin{pmatrix} (i\Delta k/2)/N_2 \\ i\alpha_2/N_2 \\ i\alpha_1/N_2 \end{pmatrix} \quad \vec{V}_3 = \begin{pmatrix} (i\Delta k/2 - \beta)/N_3 \\ i\alpha_2/N_3 \\ i\alpha_1/N_3 \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } N_2^2 = |\beta|^2 + \frac{\Delta k^2}{4} + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + i\frac{\Delta k}{2}(\beta^* - \beta) \text{ et } N_3^2 = |\beta|^2 + \frac{\Delta k^2}{4} + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 - i\frac{\Delta k}{2}(\beta^* - \beta)$$

$$\text{On a : } D = P^{-1}MP \text{ avec } (\vec{V}_1, \vec{V}_2, \vec{V}_3) = (\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})P$$

$$\text{Soit } P = \begin{bmatrix} 0 & (i\Delta k/2 + \beta)/N_2 & (i\Delta k/2 - \beta)/N_3 \\ \alpha_2/N_1 & i\alpha_2/N_2 & i\alpha_2/N_3 \\ -\alpha_1/N_1 & i\alpha_1/N_2 & i\alpha_1/N_3 \end{bmatrix}$$

Calcul de P^{-1} :

$$\det P = \begin{vmatrix} 0 & (i\Delta k/2 + \beta)/N_2 & (i\Delta k/2 - \beta)/N_3 \\ \alpha_2/N_1 & i\alpha_2/N_2 & i\alpha_2/N_3 \\ -\alpha_1/N_1 & i\alpha_1/N_2 & i\alpha_1/N_3 \end{vmatrix}$$

On obtient :

$$P^{-1} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{N_1}{2\alpha_2} & -\frac{N_2}{2\alpha_1} \\ \frac{N_2}{2\beta} & -\frac{N_2(i\Delta k/2 - \beta)}{4i\alpha_2\beta} & -\frac{N_2(i\Delta k/2 - \beta)}{4i\alpha_1\beta} \\ -\frac{N_3}{2\beta} & \frac{N_3(i\Delta k/2 + \beta)}{4i\alpha_2\beta} & \frac{N_3(i\Delta k/2 + \beta)}{4i\alpha_1\beta} \end{bmatrix}$$

Changement de base :

$$\text{On a : } B(z) = \begin{bmatrix} b_R(z) \\ b_1(z) \\ b_2(z) \end{bmatrix} \text{ avec } b_R(z) = B_R \exp i\frac{\Delta k}{2}z \text{ et } b_{1,2}(z) = B_{1,2} \exp \mp \beta z$$

$$A(z) = PB(z)$$

$$\begin{bmatrix} a_R(z) \\ a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & (i\Delta k/2 + \beta)/N_2 & (i\Delta k/2 - \beta)/N_3 \\ \alpha_2/N_1 & i\alpha_2/N_2 & i\alpha_2/N_3 \\ -\alpha_1/N_1 & i\alpha_1/N_2 & i\alpha_1/N_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_R \exp i\Delta k z/2 \\ B_1 \exp -\beta z \\ B_2 \exp \beta z \end{bmatrix}$$

Alors :

$$A_R(z) = \left[\left(i\frac{\Delta k}{2} + \beta \right) \frac{B_1}{N_2} \exp -\beta z + \left(i\frac{\Delta k}{2} - \beta \right) \frac{B_2}{N_3} \exp \beta z \right] \exp i\frac{\Delta k}{2} z$$

$$A_{D_1}(z) = \alpha_2 \left[\frac{B_R}{N_1} \exp i\frac{\Delta k}{2} z + i\frac{B_1}{N_2} \exp -\beta z + i\frac{B_2}{N_3} \exp \beta z \right] \exp -i\frac{\Delta k}{2} z$$

$$A_{D_2}(z) = \alpha_1 \left[-\frac{B_R}{N_1} \exp i\frac{\Delta k}{2} z + i\frac{B_1}{N_2} \exp -\beta z + i\frac{B_2}{N_3} \exp \beta z \right] \exp -i\frac{\Delta k}{2} z$$

On peut alors déterminer les constantes B_R, B_1, B_2 à partir des conditions aux limites $E_R(0) = E_{R0}$ et $E_{D_1, D_2}(L) = 0$:

$$\begin{cases} \left(i\frac{\Delta k}{2} + \beta \right) B_1 + \left(i\frac{\Delta k}{2} - \beta \right) B_2 = E_{R0} \\ B_R \exp i\frac{\Delta k}{2} L + iB_1 \exp -\beta L + iB_2 \exp \beta L = 0 \\ -B_R \exp i\frac{\Delta k}{2} L + iB_1 \exp -\beta L + iB_2 \exp \beta L = 0 \end{cases}$$

On en déduit :

$$B_1 = \frac{e^{\beta L} E_{R0}}{2\beta \operatorname{ch} \beta L + i\Delta k \operatorname{sh} \beta L} \quad B_2 = -\frac{e^{-\beta L} E_{R0}}{2\beta \operatorname{ch} \beta L + i\Delta k \operatorname{sh} \beta L} \quad \text{et } B_R = 0$$

Alors, la transmission T et les réflectivités $R = R_1 = R_2$ des deux ondes diffractées obtenues pour une incidence nulle du faisceau de lecture E_R sont telles que :

$$T = \left| \frac{A_R(L)}{E_{R0}} \right|^2 = \frac{4|\beta|^2}{|2\beta \operatorname{ch} \beta L + i\Delta k \operatorname{sh} \beta L|^2}$$

$$R = \cos 2\theta_0 \left| \frac{A_{D_{1,2}}(0)}{E_{R0}} \right|^2 = 2\beta_0^2 \left| \frac{\operatorname{sh} \beta L}{2\beta \operatorname{ch} \beta L + i\Delta k \operatorname{sh} \beta L} \right|^2$$

où : $\beta^2 = \beta_0^2 - \frac{\Delta k^2}{4}$, $\beta_0^2 = \frac{2\pi^2 \epsilon_1^2}{n_{\text{eff}}^2 \lambda^2 \cos^2 \theta_0}$, $\Delta k_1 = \Delta k_2 = \Delta k = (4\pi n_{\text{eff}} / \lambda_0) (\cos^2 \alpha / \cos 2\alpha) (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$

On vérifie alors aisément que $T + 2R = 1$ conformément à la conservation de l'énergie.

Références bibliographiques

- [Abelès 48] F. Abelès, ‘Sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés’, *Annales de Physiques (Paris)* **3**, 505 (1948)
- [Aitchison 97] J.S. Aitchison, D.C. Hutchings, J.U. Kang, G.I. Stegeman, A. Villeneuve, ‘The non linear optical properties of AlGaAs at the half band gap’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **33**, 341 (1997)
- [Andreev 02-a] A. V. Andreev, A.V. Balakin, A. B. Kozlov, I.A. Ozheredov, R.R. Prudnikov, A.P. Shkurinov, P. Masselin, G. Mouret, ‘Four-wave mixing in one-dimensional photonic crystals : inhomogeneous-wave excitation’, *Journal of the Optical Society of America B*, **19** (8), 1865 (2002)
- [Andreev 02-b] A. V. Andreev, A.V. Balakin, A. B. Kozlov, I.A. Ozheredov, R.R. Prudnikov, A.P. Shkurinov, P. Masselin, G. Mouret, ‘Nonlinear process in photonic crystals under the noncollinear interaction’, *Journal of the Optical Society of America B*, **19** (9), 2083 (2002)
- [Aoki 02] K. Aoki, H.T. Miyazaki, H. Hirayama, K. Inoshita, T. Baba, N. Shinya, Y. Aoyagi, ‘Three-dimensional photonic crystals for optical wavelengths assembled by micromanipulation’, *Applied Physics Letters*, **81** (17), 3122 (2002)
- [Astic 08-a] M. Astic, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, R. André, N. Belabas, I. Sagnes, R. Raj, ‘Time resolved non linear spectroscopy at the band edge of 1D photonic crystals’, *Journal of Physics D : Applied Physics*, **41**, 224005 (2008)
- [Astic 08-b] M. Astic, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, ‘Enhancement of nonlinear effects at the degenerate band edge of 2D photonic crystals’, (Soumis à *Physical Review E*)
- [Astratov 99] V.N. Astratov, I.S. Culshaw, R.M. Stevenson, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, T.F. Krauss, R.M. De La Rue, ‘Resonant coupling of near-infrared radiation to photonic band structure waveguides’, *Journal of Lightwave Technology*, **17** (11), 2050 (1999)
- [Bahbah 05] S. Bahbah, R. Frey, R. André, G. Roosen, C. Flytzanis, ‘Time resolved magnetic ordering and photo-induced gyrotropy at room temperature in CdMgTe-CdMnTe semiconductor’, *Solid State Communications*, **136**, 147 (2005)

- [Bayindir 01] M. Bayindir, C. Kural, E. Ozbay, ‘Coupled optical microcavities in one-dimensional photonic bandgap structures’, *Journal of Optics A*, **3**, S184 (2001)
- [Bek 99] A. Bek, A. Aydinli, J.G. Champlain, R. Naone, N. Dagli, ‘A study of wet oxidized Al_xGa_{1-x}As for integrated optics’, *IEEE Photonics Technology Letters*, **11**, issue 4, 436-438 (1999)
- [Benabib 06] F. Benabib, ‘Hollow-core photonic bandgap fibre : new light guidance for new science and technology’, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **364**, 3439 (2006)
- [Bendickson 96] J.M. Bendickson, J.P. Dowling, and M. Scalora, ‘Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one dimensional, photonic band-gap structures’, *Physical Review E* **53**, 4107-4121 (1996)
- [Berger 98] V. Berger, ‘Nonlinear photonic crystals’, *Physical Review Letters*, **81** (19), 4136 (1998)
- [Bertolotti 06] M. Bertolotti, ‘Wave interactions in photonic in photonic band structures : an overview’, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, **8**, S9-S32 (2006)
- [Botten 04] L.C. Botten, T.P. White, C. Martijn de Sterke, R.C. McPhedran, A.A. Asatryan, T.N. Langtry, ‘Photonic crystal devices modelled as grating stacks : matrix generalizations of thin film optics’, *Optics Express*, **12**, 8, 1592-1604 (2004)
- [Boyd 03] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, New York, 2003
- [Bristow 03] A.D. Bristow, J-P. R. Wells, W.H. Fan, A.M. Fox, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, A. Tahraoui, T.F. Krauss, J.S. Roberts, ‘Ultrafast nonlinear response of AlGaAs two-dimensional photonic crystal waveguides’, *Applied Physics Letters*, **83** (5), 851 (2003)
- [Bristow 04] A.D. Bristow, D.O. Kunduys, A.Z. Garcia-Déniz, J-P. R. Wells, A.M. Fox, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, A. Tahraoui, T.F. Krauss, J.S. Roberts, ‘Ultrafast nonlinear tuning of the reflection properties of AlGaAs photonic crystal waveguides by two-photon absorption’, *Journal of Applied Physics*, **96** (9), 4729 (2004)
- [Broderick 00] N.G.R. Broderick, G.W. Ross, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, D.C. Hanna, ‘Hexagonally Poled Lithium Niobate : A Two-dimensional nonlinear photonic crystal’, *Physical Review Letters*, **84** (19), 4345 (2000)
- [Chemla 90] D.S. Chemla, ‘Non linear optical properties of condensed matter’, *Rep. Prog. Phys.*, **43**, 1190 (1980)
- [Chen 87] W. Chen, D.L. Mills, ‘Optical response of non linear multilayer structures : bilayers and superlattices’, *Phys Review B*, **36**, 6269-6278 (1987)

- [Chong 06] H. M. H. Chong, R. M. De La Rue, L. O’Faolain, T. F. Krauss, N. Belabas, A. Levenson, F. Raineri, R. Raj, I. Sagnes, D. Coquillat, M. Astic, P. Delaye, P. Lalanne, R. Frey, G. Roosen, Proceedings of SPIE " Photonic crystal materials and devices" "3D photonic crystals based on epitaxial III-V semiconductor structures for non linear optical interactions" Vol.618211 (1-6) (2006)
- [Choquette 97] Choquette, K.D.; Geib, K.M.; Ashby, C.I.H.; Twesten, R.D.; Blum, O.; Hou, H.Q.; Follstaedt, D.M.; Hammons, B.E.; Mathes, D.; Hull, R., ‘Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys’, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics Volume 3, Issue 3, 916-926 (1997)
- [Danckaert 91] J. Danckaert, K. Fobelets, I. Veretennicoff, G. Vitrant, et R. Reinisch, ‘Dispersive optical bistability in stratified structures’, Phys. Rev. B, **44**, 8214-8225 (1991)
- [Delaye 93] P. Delaye, ‘Etude des non-linéarités photoréfractives dans les composés semi-isolants III-V et II-VI : influence d’une irradiation électronique’, thèse de doctorat de l’université Paris Sud (1993)
- [Delaye 05] P. Delaye, M. Astic, R. Frey, et G. Roosen, ‘Transfer-matrix modeling of four-wave mixing at the band edge of a one-dimensional photonic crystal’, J.Opt.Soc.Am.B, **22**, 2494 (2005)
- [Disdier 90] L. Disdier, ‘Non linéarités optiques résultant de l’excitation du défaut natif EL2 dans GaAs’, thèse de doctorat de l’université Paris Sud (1990)
- [Dowling 92] J.P. Dowling, C.M. Bowden, ‘Atomic emission rates in inhomogeneous media with applications to photonic band structures’, Physical Review A, **46**, 612
- [Dumeige 02] Y. Dumeige, I. Sagnes, P. Monnier, P. Vidakovic, C. Mériadec, A. Levenson, ‘ $\chi^{(2)}$ semiconductor photonic crystals’, Journal of the Optical Society of America B, **19** (9), 2094 (2002)
- [Fiore 98] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, J. Nagle, ‘Phase matching using an isotropic nonlinear optical material’, Nature, **391**, 463 (1998)
- [Flytzanis 75] C. Flytzanis, ‘Theory of nonlinear optical susceptibilities’, dans *Quantum Electronics*, C.L. Tang, ed. (Academic, 1975), Vol.I, part A
- [Frey 92] R. Frey, Cours d’*Electromagnétisme Non Linéaire* (1992)
- [Frey 05] R. Frey, P. Delaye et G. Roosen. « Non linéarités optiques du troisième ordre dans les cristaux photoniques » dans *La Nanophotonique* , C.Delalande, A.Levenson et H.Rigneault, eds Hermès-Lavoisier (2005)

- [Haché 00] A. Haché, M. Bourgeois, ‘Ultrafast all-optical switching in a silicon-based photonic crystal’, *Applied Physics Letters*, **77** (25), 4089 (2000)
- [Harding 07] P.J. Harding, T.G. Euser, Y-R. Nowicki-Bringuier, J-M. Gérard, W.L. Vos, ‘Dynamical ultrafast all-optical switching of planar GaAs/AlAs photonic microcavities’, *Applied Physics Letters*, **91**, 111103 (2007)
- [Hastings 05] S.R. Hastings, M.J.A. de Dood, H. Kim, W. Marshall, H.S. Eisenberg, D. Bouwmeester, ‘Ultrafast optical response of a high-reflectivity GaAs/AlAs Bragg mirror’, *Applied Physics Letters*, **86**, 031109 (2005)
- [Hattori 97] T. Hattori, N. Tsurumachi, H. Nakatsuka, ‘Analysis of optical nonlinearity by defect states in one-dimensional photonic crystals’, *Journal of the Optical Society of America B*, **14** (2), 348 (1997)
- [Hellwarth 77] R.W. Hellwarth, ‘Generation of time-reversed wavefront by non linear refraction’, *Journal of Optical Society of America*, **67**, 1 (1977)
- [Huang 90] J.Y. Huang, J.Y. Zhang, Y.R. Shen, C. Chen, and B.Wu. ‘High-power, widely tunable, picosecond coherent source from optical parametric amplification in barium borate’, *Applied Physics Letters*, **57**(19) :1961-1963, November 1990
- [Hugonnard-Bruyère 94] S. Hugonnard-Bruyère, ‘Effet Faraday photo-induit dans les semi-conducteurs semi-magnétiques’, Thèse de l’Ecole Polytechnique (1994)
- [Inouye 03] H. Inouye, Y. Kanemitsu, ‘Direct observation of non linear effects in a one-dimensional photonic crystal’, *Applied Physics Letters*, **82** (8), 1155 (2003)
- [Joannopoulos 95] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, ‘*Photonic Crystals, modeling the flow of lighth*’ (Princeton University Press, 1995)
- [John 87] S. John, ‘Strong localization of photons in certain disordered dielectric supperlattices’, *Physical Review Letters*, **58**, 2486 (1987)
- [Kaiser 61] W. Kaiser, C.G.B. Garrett ‘Two-photon excitation in $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$ ’, *Physical Review Letters*, **7**, 229
- [Knopp 00] K.J. Knopp, R.P. Martin, K.A. Bertness, K.L. Silverman and D.H. Christensen, ‘Compound semiconductor oxide antireflection coatings’, *Journal of Applied Physics*, **87** (10), 7169 (2000)
- [Knopp 98] K.J. Knopp, R.P. Mirin, D.H. Christensen, K.A. Bertness, A. Roshko, R.A. Synowicki, ‘Optical constants of $(\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02})_x\text{O}_y$ native oxides’, *Applied Physics Letters*, **73** (24), 3512 (1998)

- [Koch 88] S.W. Koch, N. Peyghambarian, H.M. Gibbs, 'Band-edge non linearities in direct-gap semiconductors and their application to optical bistability and optical computing', *Journal of Applied Physics*, **63**, R1 (1988)
- [Krauss 99] T.F. Krauss, R.M. De La Rue, 'Photonic crystals in the optical regime-past, present and future', *Prog. Quantum Electron.* **23**, 51-96 (1999)
- [Kuszelewicz 06] R. Kuszelewicz, A. Levenson, Cours '*Optique non linéaire des semi-conducteurs III-V : Phénomènes et applications*' (2006)
- [LaGasse 89] M.J. LaGasse, K.K. Anderson, C.A. Wang, H.A.Haus, J.G. Fujimoto, 'Femtoseconds measurements of the nonresonant nonlinear index in AlGaAs', *Applied Physics Letters*, **56**, 417-419 (1989)
- [Lalanne 96] P. Lalanne, 'Effective medium theory applied to photonic crystals composed of cubic or square cylinders', *Applied Optics*, **35**, 27, 5369-5379 (1996)
- [Lan 02] S. Lan, H. Ishikawa, 'Coupling of defect pairs and generation of dynamical band gaps in the impurity bands of nonlinear photonic crystals for all-optical switching', *Journal of Applied Physics*, **91** (5), 2573 (2002)
- [Le 90] H.Q. Le, D.E. Bossi, K.B. Nichols, W.D. Goodhue, 'Observation of Maker fringes and estimation of $\chi^{(3)}$ using picosecond nondegenerate four-wave-mixing in AlGaAs waveguides', *Applied Physics Letters*, **56**, 1008-1010 (1989)
- [Le 91] H.Q. Le, S. Di Cecca, 'Ultrafast, room temperature, resonance-enhanced third-order optical susceptibility tensor of an AlGaAs/GaAs quantum well', *Optics Letters*, **16**, 901-903 (1991)
- [Lebrun 07] S. Lebrun, Ph. Delaye, G. Roosen, , 'High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fibre', *Optics Letters*, **32**, 337 (2007)
- [Lee 86] Y.H. Lee, A. Chavez-Pirson, S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J. Morhange, A. Jeffery, N. Peyghambarian, L. Banyai, A.C. Gossard, W. Wiegmann, 'Room-temperature optical non linearities in GaAs', *Physical Review Letters*, **57** (19), 2446 (1986)
- [Leonard 00] S.W. Leonard, H.M. Van Driel, A. Birner, U. Gösele, P.R. Villeneuve, 'Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides', *Optics Letters*, **25** (20), 1550 (2000)
- [Letartre 03] X. Letartre, J. Mouette, J.L. Leclerc, P. Rojo Romeao, C. Seassal, P. Viktorovitch, 'Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystal and MOEMS structures', *Journal of Lightwave Technology*, **21** (7), 1691 (2003)

- [Levenson 90] J.A. Levenson, G. Dolique, J.L.Oudar, I. Ibram, 'Intersubband carrier relaxation in highly excited GaAs/ Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells', Physical Review B, **41** (6), 3688 (1990)
- [Li 05] R.Y. Li, Z.G. Wang, B. Xu, P. Jin, 'Time dependance of wet oxidized AlGaAs/GaAs distributed Bragg Reflectors', J. Vac. Sc Tech. B, **23**, 2137 (2005)
- [Lin 98] S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, J. Bur, 'A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths', Nature, **394** (6690), 251 (1998)
- [Lin 03] L-L Lin, Z-Y Li, K-M Ho, 'Lattice symmetry applied in transfer-matrix methods for photonic crystals', Journal of Applied Physics, **94**, 2, 811-821 (2003)
- [Lourtioz 03] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J-M. Gérard, D. Maystre, A. Tcheltnokov, '*Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*', eds Hermès-Lavoisier (2003)
- [Maiman 60] T.H. Maiman, 'Stimulated optical radiation in ruby', Nature, **87**, 493 (1960)
- [Markowicz 04] P.P. Markowicz, H. Tiryaki, H. Pudavar, P. Prasad, N.N. Lepeshkin, R.W. Boyd, 'Dramatic enhancement of Third-Harmonic Generation in three-dimensional photonic crystals', Physical Review Letters, **92** (8), 083903 (2004)
- [Mekis 96] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, 'High transmission through sharp bends in photonic crystal wevguides', Physical Review Letters, **77** (18), 3787 (1996)
- [Miller 81] D.A.B. Miller, C.T. Seaton, M.E. Prise, S.D. Smith, 'Band-gap-resonant nonlinear refraction in III-V semiconductors', Physical Review Letters, **47** (3), 197 (1981)
- [Monat 03] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, B. Aspar, 'Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane', Journal of Applied Physics, **93** (1), 23 (2003)
- [Mondia 05] J.P. Mondia, H.W. Tan, S. Linden, H.M. van Driel, J.F. Young, 'Ultrafast tuning of two-dimensional planar photonic crystal waveguides via free-carriers injection and the optical Kerr effet', Journal of the Optical Society of America B, **22** (11), 2480 (2005)
- [Moussu 98] C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani and R. Frey, 'Index gratings in semimagnetic semiconductors', Physical Review B, **58**, 7753 (1998)
- [Murzyn 06] P. Murzyn, A.Z. Garcia-Deniz, D.O. Kundys, A.M. Fox, J-P. R. Wells, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, T.F. Krauss, J.S. Roberts, 'Control of the non linear carrier

- response time of AlGaAs photonic crystal waveguides by sample design', Applied Physics Letters, **88**, 141104 (2005)
- [Nelson 99] R.L. Nelson, R.W. Boyd, 'Enhanced third-order nonlinear optical response of photonic bandgap materials', Journal of Modern Optics, **46** (7), 1061 (1999)
- [Pavarini 02] E. Pavarini, L.C. Andreani, 'Etched distributed Bragg reflectors as three dimensional photonic crystals : Photonic Bands and density of states', Physical Review E, **66**, 036602 (2002)
- [Pankoke 96] R. Pankoke, C. Buss, S. Hugonnard-Bruyère, R. Leisching, R. Frey, and C. Flytzanis, 'Dynamics of photoinduced Faraday rotation in semimagnetic semiconductors', Applied Physics Letters, **68**, 2615 (1996)
- [Raineri 04] F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, A. Levenson, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, 'Ultrafast dynamics of the third order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal', Applied Physics Letters, **85** (11), 1880 (2004)
- [Raineri 05] F. Raineri, C. Cojocaru, R. Raj, P. Monnier, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, 'Tuning a two-dimensional photonic crystal resonance via optical carrier injection', Optics Letters, **30** (1), 64 (2005)
- [Razzari 05] L. Razzari, D. Träger, M. Astic, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, R. André, Appl. Phys. Lett., **86**, 231106 (2005)
- [Roosen 03] *Matériaux semi-conducteurs III-V, II-VI et nitrures pour l'optoélectronique*. Edt Hermès Science (2003)
- [Said 92] A.A. Said, M. Sheik Bahae, D. J. Hagan, T.H. Wei, J. Wang, J. Young, E.W. Van Stryland, 'Determination of bound-electronic and free carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe and ZnTe', Journal of the Optical Society of America B, **9**, 405 (1992)
- [Sakoda 99] K. Sakoda, 'Enhancement light amplification due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals' Optics Express, **4** (5), 167 (1999)
- [Scalora 94] M. Scalora, J.P. Dowling, C. M. Bowden, M.J. Bloemer, 'Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials', Physical Review Letters, **73** (10), 1368 (1994)
- [Scalora 97] M. Scalora, M.J. Bloemer, A.S. Manka, J.P. Dowling, C.M. Bowden, R. Viswanathan, J.W. Haus, 'Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures', Physical Review A, **56** (4), 3166 (1997)

- [Schneider 03] G.J. Schneider, G.H. Watson, ‘Nonlinear optical spectroscopy in one-dimensional photonic crystals’, *Applied Physics Letters*, **83** (26), 5350 (2003)
- [Sheik Bahae 91] M. Sheik Bahae, D. C. Hutchings, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, ‘Dispersion of bound Electronic Non Linear refraction in Solids’, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**, 1296-1309 (1991)
- [Shen 84] Y.R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, 1984)
- [Shen 06] J. Shen, Z. Zhang, Z. Hua, G. Ma, S.H. Tang, ‘Observation of two-photon absorption enhancement at double defect modes in one-dimensional photonic crystals’, *Applied Physics Letters*, **88**, 011113 (2006)
- [Sutherland 03] R.L. Sutherland, *Handbook of Non linear optics*, Marcel Dekker Inc
- [Takamore 96] T. Takamore, K. Takemasa, and T. Kamijoh, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 659, 1996
- [Tan 04] H.W. Tan, H.M. van Driel, S.L. Schweizer, R.B. Wehrspohn, U. Gösele, ‘Nonlinear optical tuning of a two-dimensional silicon photonic crystal’, *Physical Review B*, **70**, 205110 (2004)
- [Träger 05] D. Träger, L. Razzari, M. Astic, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, R. André, ‘Four wave mixing in a 1D photonic crystal’, *Conference on Photorefractive Effects, Materials, and Devices*, China, (2005)
- [Tran 97] P. Tran, ‘Optical limiting and switching of short pulses by use of a nonlinear photonic bandgap structure with a defect’, *Journal of the Optical Society of America B*, **14** (10), 2589 (1997)
- [Ulmer 99] T.G. Ulmer, R.K. Tan, Z. Zhou, S.E. Ralph, R.P. Kenan, C.M. Weber, ‘Two-photon absorption induced self-phase modulation in GaAs-AlGaAs waveguides for surface-emitted second-harmonic generation’, *Optics Letters*, **24**, 756 (1999)
- [Van Stryland 85] E.W. Van Stryland, M.A. Woodall, H. Vanherzecele, J.M. Soileau, ‘Energy band-gap dependance of two-photon absorption’, *Optics Letters* **10**, 490 (1985)
- [Venkataraman 04] S. Venkataraman, G.J. Schneider, J. Murakowski, S. Shi, D. Prather, ‘Fabrication of three-dimensional photonic crystals using silicon micromachining’, *Applied Physics Letters*, **85** (11), 2125 (2004)
- [Viktorovitch 05] P. Viktorovitch, Chapitre 1 de ‘*La Nanophotonique*’, C. Delalande, A. Levenson, H. Rigneault, eds Hermès-Lavoisier, 2005.
- [Xie 04] P. Xie, Z-Q. Zhang, ‘Optical phase conjugation in third-order non linear photonic crystals’, *Physical review A*, **69**, 053806 (2004)

- [Yablonovitch 91] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, 'Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms', *Physical Review Letters*, **67** (17), 2295 (1991)
- [Yablonovitch 94] E. Yablonovitch, 'Photonic crystals', *Journal of Modern Optics*, **41** (2), 171 (1994)
- [Yacomotti 05] A.M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, I. Sagnes, M. Strassner, L. Le Gratiet, R. Raj, A. Levenson, 'Ultra-fast non linear response around 1.5 μ m in 2D AlGaAs/AlOx photonic crystal', *Applied Physics B*, **81**, 333 (2005)
- [Yao 05] P. Yao, G.J. Schneider, D.W. Prather, E.D. Wetzel, D.J. O'Brien, 'Fabrication of three-dimensional photonic crystals with multilayer photolithography', *Optics Express*, **13** (7), 2370 (2005)
- [Yariv 77] A. Yariv, D.M. Pepper, 'Amplified reflection, phase conjugation and oscillation in degenerate four-wave mixing', *Optics Letters*, **1**,16 (1977)
- [Ye 99] J.Y. Ye, M. Ishikawa, Y. Yamane, N. Tsurumachi, H. Nakatsuka, 'Enhancement of two-photon excited fluorescence using one-dimensional photonic crystals', *Applied Physics Letters*, **75** (23), 3605 (1999)
- [Yeh 88] P.Yeh, *Optical waves in layered media*, (Wiley, 1988)

Nom : ASTIC
Prénom : Magali

Sujet : Exaltation des Non Linéarités du Troisième Ordre dans les Structures à Cristal Photonique

Résumé

Grâce à leurs propriétés originales de propagation de la lumière, les structures à cristal photonique présentent d'excellents atouts pour la réalisation de dispositifs de faibles dimensions et d'excellente qualité en vue du traitement classique ou quantique du signal. L'objectif de ce travail est de montrer l'exaltation des non linéarités du troisième ordre dans les structures à cristal photonique et de favoriser, grâce à des calculs théoriques et aux expériences conduites, la compréhension de ce phénomène aux multiples facettes. Nous montrons que la clé réside en la formidable capacité des cristaux photoniques à localiser la lumière en bord de bande interdite. Ce phénomène, directement relié au ralentissement de l'onde lumineuse à l'intérieur de la structure, permet de favoriser largement les processus non linéaire d'ordre trois. Au plan théorique, nous avons étudié, grâce à un formalisme matriciel étendu au cas non linéaire du mélange à quatre ondes, différentes structures 1D. Nous avons montré la forte exaltation de la réflectivité conjuguée en bord de bande interdite, celle-ci étant directement reliée à la forte localisation de la lumière à cette longueur d'onde. Les paramètres structuraux favorisant cette localisation sont également mis en évidence. Nous avons d'autre part mené différentes études spectroscopiques et résolues en temps sur des structures 1D à faible (CP II-VI) ou fort contraste (CP III-V) d'indice. Ces études ont montré que de très forts changements d'indice de réfraction sont possibles. Nous montrons également que de fortes densités de porteurs libres photo-générés par absorption multi photonique sont extrêmement favorisées en bord de bande interdite. Nous avons en outre étudié les structures 2D grâce à une décomposition en série de Fourier du réseau 2D et nous comparons les performances du cristal photonique 1D incliné et du cristal photonique 2D.

Abstract

Due to their original light propagation properties, photonic crystal structures allow to realize high quality and small dimension devices for all optical classical and quantum signal processing. The aim of this work is to show the enhancement of third order non linearities in photonic crystals and to favour, thanks to theoretical modelling and practical experiments, the comprehension of this amazing process. We point out that the clue resides in the great ability of photonic crystals to localise light at the photonic band edge. This phenomenon, directly linked to the slowing of light inside the structure, is very beneficial to favour non linear interactions. Theoretically, we have studied, thanks to a matrix formalism extended to non linear case of four wave mixing, several 1D structures. We showed the high enhancement of the conjugated reflectivity at the photonic band edge, this one is directly linked to the high localisation of light at this wavelength. The structural parameters favouring this localisation are also high lightened. Several spectroscopic and time resolved studies on 1D structures with low (PC II-VI) or high (PC III-V) index contrast have been realised. They have showed that very high free carriers densities photo generated by multi photonic absorption are extremely favoured at the photonic band edge. We also studied 2D structures using serial Fourier decomposition of the 2D grating and we compared performances of the tilted 1D photonic crystal and of the 2D photonic crystal.

Mots-clés : cristaux photoniques 1D et 2D, optique non linéaire, troisième ordre, mélange à quatre ondes, effets Kerr, génération de porteurs