UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Ecole doctorale EMMA

THÈSE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Spécialité : Physique

présentée par :

CHARLES CIRET

Structures de guides d'onde photo-induits et analogies quantiques

---

Thèse soutenue publiquement le 26 septembre 2013, à Metz devant le jury composé de :

N. VITANOV	Professeur, Université de Sofia (BG)	Rapporteur
S. RESIDORI	Directeur de recherche CNRS, Inst. Non Linéaire de Nice	Rapporteur
G. PAULIAT	Directeur de recherche CNRS, LCF-Inst. d'Optique, Palaiseau	Examinateur
N. BELABAS	Chargé de recherche CNRS, LPN, Marcoussis	Examinateur
K. PHAN HUY	Maître de conférences, Univ. Franche-Comté, Besançon	Examinateur
V. CODA	Maître de conférences, Univ. de Lorraine, Metz	Co-directeur de thèse
G. MONTEMEZZANI	Professeur, Univ. de Lorraine, Metz	Co-directeur de thèse

LMOPS, 2 rue Edouard Belin 57070 Metz

Université de Lorraine - Pôle M4 : matière, matériaux, métallurgie, mécanique

Remerciements

Cette thèse, financée par le ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche, s'est effectuée au sein du laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes commun à l'université de Lorraine et à Supélec. Mes premiers remerciements vont donc à Jean-Paul Salvestrini ainsi qu'à Marc Fontana pour m'avoir accueilli au laboratoire.

Je remercie également d'ores et déjà M. Nikolay Vitanov et Mme Stefania Residori pour avoir accepté d'être rapporteurs, ainsi que M. Gilles Pauliat, Mme Nadia Belabas et M. Kien Phan Huy pour avoir accepté d'être examinateurs. Je les remercie pour le regard critique qu'ils ont pu porter sur l'ensemble des travaux effectués.

Si cette thèse a pu s'accomplir dans d'aussi bonnes conditions, c'est avant tout grâce à mes deux directeurs de thèse. Je les remercie donc chaleureusement. Virginie, Germano, vous avez toujours été présents, vous m'avez mis en confiance dès le début, et m'avez prodigué de précieux conseils tout au long de ces trois années. Vous m'avez toujours accordé du temps, même quand vous même n'en aviez pas, répondant ainsi à mes moindres interrogations. Enfin, avec vous je n'ai jamais eu l'impression de n'être qu'un étudiant face à ses deux encadrants mais plutôt d'être membre d'une équipe où chaque avis avait la même importance. Si aujourd'hui, je peux commencer ma carrière de chercheur, c'est grâce à vous. Pour tout cela, je vous dis merci.

Une grande partie de ce travail n'aurait pu être réalisé sans Andon de l'Université de Sofia, avec ses mille et unes idées d'expériences et pour qui les effets quantiques n'ont pas de secret ainsi, que Dragomir de l'ANU, sachant entre autre rédiger des introductions comme personne. Ensemble, ils nous ont permis d'avoir une collaboration fructueuse, alors merci.

J'associe aussi à ces remerciements Massimo, pour tous les conseils qu'il m'a communiqué et pour toutes les discussions très intéressantes que l'on a eu.

Je tiens également à remercier ici chaleureusement tous les permanents du laboratoire pour la très bonne ambiance de travail, et tout particulièrement Michel, très bon joueur de squash m'ayant donné du fil à retordre et amateur éclairé de vin pour m'avoir fait découvrir de petites merveilles ainsi que Patrice pour sa bonne humeur communicative, ses histoires, et pour n'avoir jamais abdiqué l'idée de me faire aimer le Raman !

Je remercie également Céline et Jean-Claude pour leur bonne humeur et pour tous les petits services rendus ainsi qu'Hadrien, pour toutes les discussions passionnantes que l'on a eu lorsque l'on partageait le bureau, tout l'étage s'en souvient et tu as raison, tu vas vraiment réussir à partir le dernier !

Je n'oublie pas Cécile et Évelyne, pour leur travail pas toujours facile mais à chaque fois réalisé dans la bonne humeur.

Autres acteurs incontournables de la réussite de cette thèse, je tiens surtout à remercier tous les doctorants du laboratoire et plus particulièrement Christyves, ami depuis de nombreuses années déjà, Laurent pour notamment avoir initié les soirées conviviales du vendredi et ne t'inquiète pas Laurent, tout ce qui s'est passé en Écosse y restera !, Mourad pour les nombreuses soirées que l'on a passés ensemble et pour avoir été plus qu'un collègue de bureau, Thomas, pour ta bonne humeur, Vianney, pour ton rire indescriptible traversant les montagnes, Mathieu, pour les nombreuses parties de squash et enfin mes nouveaux anciens collègues de bureau ; Marie, pour ses parties de bingo Raman et Joris, digne héritier du royaume de la salle des doctorants. Ensemble, ils ont su faire régner ... un brin de folie dirons nous, ils me comprendront.

Je remercie également mes amis Olivier, Paul, Max, Simon et tous les autres, qu'ils me pardonnent de ne pas les nommer, pour toutes les soirées passées ensemble et tous les souvenirs qui y sont associés. Ils m'ont notamment permis d'avoir une vie sociale et rien que pour cela je les en remercie vivement !

Je rends aussi hommage aux personnes qui me sont les plus chères : mes parents pour m'avoir permis de faire des études, si j'en suis là aujourd'hui c'est grâce à vous, et ma soeur pour avoir été là et pour toutes les choses que l'on a faites ensemble.

Pour terminer, je remercie ma petite Anaïs. Les mots ne sont pas suffisants pour t'exprimer toute ma reconnaissance d'être là, à mes côtés, d'avoir toujours cru en moi et de m'avoir soutenu pendant cette dernière étape. Je t'aime.

« L'important, c'est de savoir ce qu'il faut regarder. »

Edgar Allan Poe
Extrait des *Histoires Extraordinaires* (1856)

Résumé

La propagation de lumière dans un réseau de guides s'effectue par couplage successifs et diffère ainsi fortement de la propagation en milieu libre. De plus, il existe, entre le formalisme du couplage optique décrivant cette propagation, de grandes similarités avec l'équation de Schrödinger. Nous utilisons ces similarités pour réaliser, dans des structures optiques composées de guides d'ondes, des analogies à des phénomènes quantiques. Les guides d'ondes sont analogues à des niveaux discrets d'énergie tandis que les constantes de couplage entre les guides sont analogues aux fréquences de Rabi des pulses laser couplant ces niveaux d'énergie.

Pour la démonstration de ces analogies riches d'enseignement et potentiellement attractives pour des applications, il est intéressant de pouvoir disposer de structures optiques polyvalentes pouvant être reconfigurées. Notre approche est basée sur la réalisation de ces structures par la technique d'illumination latérale développée au laboratoire. Contrairement à la majorité des techniques d'inscriptions classiques (CVD, échange d'ions, inscription par laser femtoseconde, etc.) qui conduisent à des structures fixes et très difficilement modifiables, cette technique donne des structures reconfigurables. Elle consiste en l'éclairement contrôlé d'un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique, permettant d'inscrire des guides grâce à la photo-conductivité du matériau et à l'effet Pockels. Dès lors, nous montrons qu'il est possible de réaliser au sein du même cristal, différentes structures de réseaux de guides, de design, périodicités et contrastes d'indice différents.

Nous mettons ensuite à profit ces différents résultats pour la démonstration d'analogies à des effets quantiques. En premier lieu nous démontrons un transfert adiabatique de lumière similaire au phénomène de STIRAP ("STImulated Raman Adiabatic Passage"). La lumière, couplée à l'entrée dans un guide, est transférée à un guide de sortie éloigné, à travers plusieurs guides intermédiaires (jusqu'à neuf) si les constantes de couplage sont modulées longitudinalement dans un ordre dit "contre-intuitif". Nous utilisons ensuite ce transfert adiabatique de lumière pour la réalisation d'un diviseur de faisceau multi-ports, dont les ratios d'intensité dans les ports de sorties sont déterminés par le rapport des constantes de couplage de la structure. Nous démontrons également que ce diviseur de faisceau est très robuste et très largement achromatique sur plus de 200 nm. Puis, nous réalisons une analogie au phénomène d'EIT ("Electromagnetically Induced Transparency") dans une structure optique composées de trois guides. La présence d'un troisième guide très proche du deuxième empêche tout transfert de lumière depuis le premier guide qui devient alors "transparent". Enfin, en créant un désaccord dans les constantes de propagation longitudinale des trois guides, le transfert de lumière peut être réactivé pour deux valeurs particulières du désaccord, similairement à l'effet quantique Autler-Townes.

Summary

The propagation of light in an array of waveguides differs strongly from the one in free space. In coupled waveguides, light propagation can be described using a coupled wave theory leading to an equation similar to the Schrödinger equation. We use this similarity in order to study optical-quantum analogies in waveguides array. Waveguides are analogous to discrete energy levels whereas coupling constants between the waveguides are similar to the Rabi frequencies of pulses that couple these levels.

In order to demonstrate these analogies, versatile structures are highly desirable. However, all conventional techniques of waveguide inscription (CVD, ion/proton exchange or photo-inscription using femtosecond laser) provide static and non reconfigurable structures. Our approach is based on a proper lateral illumination of a biased photorefractive crystal. The photo-induction of the structure is possible thanks to the crystal photo-conductivity and the Pockels effect. Thus, we show that, using our approach, different versatile structures can be realized in the same sample.

We use these structures in order to demonstrate different quantum optical analogies. Firstly, we investigate an optical analogy to the STIRAP effect (STImulated Raman Adiabatic Passage). The light, initially injected into the first waveguide, is transferred to the last waveguide through an array composed of up to nine waveguides. This transfer is achieved only if the longitudinally modulated coupling constants are arranged in a counter-intuitive order. Moreover, we use this analogy to demonstrate theoretically and experimentally an achromatic beam splitter where the intensity ratio in the output ports depends only on the ratio of the coupling constants. We also realize an analogy to the EIT effect (Electromagnetically Induced Transparency) in an optical structure composed of three coupled waveguides. If the third waveguide is placed very close to the second one, light transfer from the first becomes "transparent". Finally, we demonstrate that by detuning the propagation constant of the first waveguide, the light transfer can be re-activated for two particular values of the detuning in analogy to the Autler-Townes effect.

Table des matières

Introduction générale **1**

1 Rappels généraux sur l'optique guidée **7**
1.1 La propagation guidée . . . 9
1.1.1 Introduction . . . 9
1.1.2 La propagation dans un guide diélectrique plan . . . 10
1.1.2.1 Rappel sur les matériaux diélectriques . . . 10
1.1.2.2 Le principe de réflexion totale . . . 11
1.1.2.3 Calcul des modes du guide - discrétisation de la propagation . . . 11
1.2 Le couplage optique . . . 15
1.2.1 Introduction . . . 15
1.2.2 La théorie des modes couplés (CMT) . . . 16
1.2.2.1 Couplage entre modes guidés . . . 16
1.2.2.2 Couplage entre deux guides : le coupleur optique directionnel . . . 17
1.2.2.3 Le couplage optique dans un réseau de N guides . . . 23
1.2.3 La théorie utilisant les ondes de type Floquet-Bloch (FB) . . . 29
1.2.4 Comparaison des deux modèles . . . 34
1.3 Conclusion . . . 37

2 Optique non-linéaire et effet photoréfractif **39**
2.1 Optique non-linéaire . . . 41
2.1.1 Introduction . . . 41
2.1.2 L'effet Pockels . . . 41
2.2 Effet photoréfractif . . . 43
2.2.1 Le modèle de transport par bande . . . 44
2.2.2 Description du champ de charge d'espace : cas particulier d'une illumination localisée . . . 46
2.3 Application à la réalisation de guides . . . 48
2.4 Conclusion . . . 51

3 Technique d'inscription de structures photo-induites **53**
3.1 Introduction . . . 55
3.2 La technique d'illumination latérale . . . 56
3.2.1 Description du cristal de niobate de strontium baryum (SBN) 56
3.2.1.1 Méthodes de croissance . . . 57
3.2.1.2 Structure cristalline . . . 58
3.2.1.3 Cristaux utilisés . . . 59
3.2.2 Montage expérimental . . . 60
3.2.2.1 Le modulateur spatial de lumière (SLM) . . . 60
3.2.2.2 Description générale du montage . . . 62

3.3 Réalisations expérimentales 63
3.3.1 Mesure expérimentale du contraste d'indice et détermination de la constante de couplage 64
3.3.1.1 Mesure du contraste d'indice 64
3.3.1.2 Mesure de la constante de couplage effective 66
3.3.2 Réseaux périodiques 67
3.3.2.1 Influence de la périodicité 67
3.3.2.2 Influence du contraste d'indice Δn 69
3.3.3 Insertion de défauts 72
3.3.4 Réseaux à contraste d'indice variable 74
3.4 Conclusions et perspectives 77

4 Transfert adiabatique dans un réseau de guides 79
4.1 Introduction 81
4.1.1 Introduction aux analogies quantique/classique 81
4.1.2 Principe des analogies entre réseaux de guides couplés et systèmes quantiques discrets 82
4.2 Principe du STIRAP en physique quantique 85
4.2.1 Théorème adiabatique 85
4.2.2 Cas d'un système à trois niveaux 86
4.2.3 Généralisation à un système à N niveaux : STIRAP multiple 91
4.2.4 Conclusion 95
4.3 Analogie optique au STIRAP 95
4.3.1 Motivations 95
4.3.2 Adaptation de la théorie quantique à l'optique 96
4.3.3 Résultats expérimentaux 104
4.3.3.1 Dispositif expérimental 104
4.3.3.2 Estimation des constantes de couplage 105
4.3.3.3 Résultats 106
4.4 Réalisation d'un diviseur de faisceau multiple très large bande 109
4.4.1 Étude théorique 109
4.4.2 Démonstration expérimentale 112
4.5 Conclusion 114

5 Analogies à l'EIT et à l'effet Autler-Townes 117
5.1 Introduction 119
5.2 L'EIT et l'effet Autler-Townes en physique quantique 120
5.2.1 L'EIT 120
5.2.2 L'effet Autler-Townes 123
5.3 Analogie optique à l'EIT et à l'effet Autler-Townes 124
5.3.1 Motivations 124
5.3.2 L'EIT et l'effet Autler-Townes dans le monde optique 125
5.3.3 Résultats expérimentaux 131
5.3.3.1 Analogie à l'EIT 131
5.3.3.2 Analogie à l'effet Autler-Townes 137
5.4 Conclusion 138

Conclusion générale **141**

Annexes **147**

A BPM **149**

B Dynamique de formation des guides canaux **153**
B.1 Présentation du modèle théorique et numérique 153
B.2 Simulations numériques de la réalisation de guides d'onde par illumination latérale 155
B.2.1 Cas du guide planaire 155
B.2.2 Cas du guide canal 159
B.3 Etude de l'anisotropie de la dynamique de création des guides canaux 162
B.3.1 Influence du rapport d'intensité 162
B.3.2 Influence du champ appliqué 164
B.4 Conclusion 165

C Publications **167**
C.1 Articles dans des revues internationales à comité de lecture (ACL) . 167
C.2 Conférences internationales à comité de lecture avec actes (ACT) . . 167

Bibliographie **169**

Introduction générale

Les analogies entre l'optique et la physique quantique sont aussi vieilles que la physique quantique elle-même. Dans ce sens, elles ont, au départ, servi à mieux comprendre les bases de la physique quantique posées par De Broglie [1] et Schrödinger [2], comme, par exemple, la notion d'interférences quantiques. Par la suite, la physique quantique a pu servir de modèle pour l'optique et les analogies se sont dirigées dans l'autre sens. Certaines techniques utilisées comme le contrôle cohérent d'atomes et de molécules [3], ont ainsi été traduites dans le monde de l'optique. L'optique permet, alors, non seulement de démontrer des phénomènes analogues à ceux de la mécanique quantique mais elle permet également dans beaucoup de cas d'aller plus loin dans les expériences grâce à leurs mises en oeuvre plus aisées.

Parmi les moyens qu'offre l'optique pour la réalisations de ces analogies, les structures composées de guide d'ondes couplés suscitent un grand intérêt [4]. En effet, la propagation de lumière au sein de ces structures est liée aux phénomènes de couplage et diffère fortement de la propagation en milieu libre [5]. Comme on le verra au cours de cette thèse, les équations décrivant le couplage optique suivant le modèle de la théorie des modes couplés sont similaires à l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution dynamique d'un système quantique d'états couplés. La variable temporelle de la physique quantique devient l'analogue à la variable spatiale en optique et les fréquences de Rabi, décrivant le couplage des états par un champ électromagnétique cohérent, deviennent analogues aux constantes de couplage entre les guides. Enfin, les amplitudes de probabilités de présence dans un état deviennent similaires aux amplitudes des ondes optiques dans les différents guides. Dès lors, comme il sera montré dans la suite, les guides optiques peuvent être un formidable moyen pour réaliser des structures optiques présentant des analogies à la physique quantique. Ces réalisations permettent également, entre autre, d'avoir une meilleure compréhension de la dynamique des effets quantiques. De plus, certains phénomènes originaux de la physique quantique peuvent inspirer la conception de nouveaux composants optiques.

Pour l'obtention et la vérification de ces analogies, il est important de pouvoir réaliser rapidement et facilement différentes structures optiques en ayant un très bon contrôle notamment sur leurs géométries et leurs propriétés (périodicité, contraste d'indice, etc.). Un atout majeur serait également de pouvoir les reconfigurer. Néanmoins, les techniques conventionnellement utilisées pour réaliser des structures optiques, et notamment des guides d'ondes, font le plus souvent appel à des techniques d'inscription physico-chimique comme les techniques de dépôts (méthode en phase vapeur, CVD, sol-gel, etc.) ou à des techniques de substitution (implantation ionique, échange de protons, d'ions, etc.). Ces méthodes demandent plusieurs étapes technologiques lourdes à mettre en place et conduisent à des structures dont les

propriétés sont essentiellement fixes. D'autres techniques alternatives proposent des solutions plus faciles à mettre en oeuvre basées sur la photoinscription. L'une d'entre elles est basée sur l'inscription dans un substrat de verre par un laser femtoseconde pulsé [6]. Néanmoins les structures, bien qu'obtenues plus facilement par cette techniques que par les précédentes, ne sont pas reconfigurables.

La cadre de cette thèse est la photo-inscription de structures optiques par une technique d'illumination latérale d'un cristal photoréfractif, technique qui a déjà fait l'objet d'une thèse au laboratoire [7]. Elle consiste en un éclairement structuré du cristal soumis à un champ électrique. Dès lors, il suffit d'imprimer, dans le front d'onde du faisceau laser de contrôle, le schéma de la structure optique désirée pour que celui-ci soit inscrit dans le cristal à l'aide de l'effet photoréfractif. Afin d'obtenir une plus grande facilité d'inscription nous avons choisi d'utiliser un modulateur spatial de lumière (SLM) pour moduler le front d'onde du faisceau de contrôle. Le contraste d'indice de la structure est alors directement lié au champ électrique appliqué ainsi qu'à l'intensité du faisceau de contrôle tandis que le design de la structure est lié au profil d'intensité du faisceau de contrôle.

Cette technique d'illumination latérale permet ainsi d'obtenir une grande reconfigurabilité des structures par simple modification de l'intensité du laser de contrôle et/ou du champ électrique appliqué. Il est par ailleurs tout à fait possible d'effacer les structures inscrites puis d'en inscrire de nouvelles au sein du même cristal.

Dans cette optique, cette thèse porte sur l'étude de structures optiques, et plus particulièrement de réseaux de guides d'onde plans, par la technique d'illumination latérale ainsi que sur leur fort intérêt pour la démonstration d'analogies quantiques. Ces travaux s'inscrivent dans la suite de ceux effectués par Mohamed Gorram qui avait montré le potentiel de la technique d'illumination latérale pour la réalisation de guides uniques planaires et canaux [7].

Dans ce manuscrit, le premier chapitre traite des rappels théoriques sur la propagation d'une onde guidée avec notamment l'étude de deux modèles complémentaires permettant de décrire le phénomène de couplage. La comparaison de ces deux modèles permet notamment de discuter la plage de validité de chacun d'entre eux.

Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous présentons les effets d'optique nonlinéaire à la base de la technique d'illumination latérale. Après avoir fait des rappels sur l'effet Pockels, nous nous concentrons sur l'effet photoréfractif en introduisant le modèle de Kukhtarev *et al.* [8,9] qui permet de calculer le champ de charge d'espace créé par le processus photoréfractif. Ce modèle est notamment discuté en particulier dans le cas spécifique d'une illumination localisée propre à nos expériences. Ceci permet de donner les différentes étapes aboutissants à la création d'une structure photo-induite.

Puis, à travers le troisième chapitre, le cristal photoréfractif utilisé et le montage expérimental sont détaillés. Différentes structures de réseaux guides sont réalisées

afin de voir les possibilités qu'offre la technique. Des réseaux de périodicités et contrastes d'indice différents sont ainsi photo-inscrits. Nous réalisons également des réseaux comportant des défauts ponctuels ainsi que d'autres où le contraste d'indice varie graduellement le long de la propagation. Tous les résultats obtenus sont en bon accord qualitatif avec les calculs théoriques et les simulations numériques effectuées. Ils permettent de valider la technique d'illumination latérale pour la réalisation de structures plus complexes et notamment la démonstration des analogies aux effets quantiques.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons tout d'abord le principe des analogies entre la propagation d'une onde dans un réseau de guides et l'évolution de population dans des systèmes quantiques discrets. Puis, après en avoir donné le principe, nous démontrons l'analogie optique à l'effet STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage). Il consiste en un transfert adiabatique complet de population d'un niveau initial vers un niveau final à travers plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires. Nous démontrerons son analogie optique en réalisant un transfert de lumière très large bande à travers un réseau de guides. Cette analogie est ensuite utilisée pour la réalisation d'un diviseur de faisceau multi-port de nouvelle génération mettant à profit les propriétés du transfert adiabatique de lumière. Contrairement à des approches basées, par exemple, sur des coupleurs directionnels, notre diviseur de faisceau est achromatique sur une très grande plage spectrale, ce qui est potentiellement intéressant dans le domaine des télécommunications.

Enfin, au cours du cinquième et dernier chapitre nous réaliserons des analogies optiques aux phénomènes de transparence induite électromagnétiquement (EIT, electromagnetically induced transparency) et à l'effet Autler-Townes dans une structure optique simple composée de trois guides d'onde couplés.

Chapitre 1

Rappels généraux sur l'optique guidée

Le but de ce chapitre est de donner les bases théoriques nécessaires à la bonne compréhension générale du manuscrit. La première partie sera consacrée à des rappels sur la propagation guidée. Nous verrons notamment en détails le cas d'un guide diélectrique plan. La seconde partie du chapitre sera consacrée à l'étude du couplage optique. Après une brève introduction bibliographique, le couplage sera étudié en détails à l'aide de deux théories. Il s'agit de la théorie des modes couplés basée sur le couplage par la partie évanescente des ondes ainsi qu'une théorie basée sur la décomposition des ondes en ondes de type Floquet-Bloch. Les deux théories seront comparées et le domaine de validité de chacune d'entre elles sera étudié.

Sommaire

1.1 La propagation guidée 9
1.1.1 Introduction 9
1.1.2 La propagation dans un guide diélectrique plan 10
1.1.2.1 Rappel sur les matériaux diélectriques 10
1.1.2.2 Le principe de réflexion totale 11
1.1.2.3 Calcul des modes du guide - discrétisation de la propagation 11
1.2 Le couplage optique 15
1.2.1 Introduction 15
1.2.2 La théorie des modes couplés (CMT) 16
1.2.2.1 Couplage entre modes guidés 16
1.2.2.2 Couplage entre deux guides : le coupleur optique directionnel 17
1.2.2.3 Le couplage optique dans un réseau de N guides 23
1.2.3 La théorie utilisant les ondes de type Floquet-Bloch (FB) 29
1.2.4 Comparaison des deux modèles 34
1.3 Conclusion 37

1.1 La propagation guidée

1.1.1 Introduction

Un guide d'onde en électromagnétisme est un élément capable de guider une onde électromagnétique depuis un point d'entrée jusqu'à un point de sortie. En 1840, le physicien Babinet met au point la théorie du guidage optique en créant la première fibre optique en verre [10]. Il expose ensuite sa théorie en fabriquant une fontaine à travers laquelle passe un rayon de lumière naturelle, pour montrer à ses étudiants que le faisceau suit la courbure de l'eau, donnant ainsi naissance au premier guide liquide. Un an plus tard, le physicien Colladon reprend cette idée et fabrique des fontaines géantes en y incorporant des lampes électriques à arc [11]. La théorie, dans le cas d'un guide métallique, fût quant à elle proposée par J. J. Thomson en 1893 et la première démonstration expérimentale fût effectuée par O. Lodge une année plus tard en 1894. Cependant, il fallut attendre 1897 afin de trouver la première analyse mathématique du guidage. Cette analyse fût réalisée par Lord Rayleigh dans un guide d'onde métallique creux.

Lorsque la fréquence des ondes électromagnétiques transportées correspond à des ondes lumineuses, on parle de guide d'onde optique[1]. Ils sont, en règle général, fabriqués dans des matériaux diélectriques. L'exemple le plus courant de guide est la fibre optique qui a connu un développement très important dans les années 1960, du à ses nombreuses applications dans le domaine des télécommunications [12–14]. Le guide est également aujourd'hui à la base de l'optique intégrée qui trouve ses applications dans de nombreux domaines [15–19]. Mis à part la fibre optique, d'autres types de guides de géométries différentes existent dont les trois principales sont présentées sur la Figure 1.1. Dans la suite du manuscrit, nous considèrerons uniquement le guide d'onde planaire (Figure 1.1(a)). Seule l'annexe B de ce manuscrit portera sur une étude réalisée au début de la thèse avec des guides d'ondes rectangulaires.

Le principe de fonctionnement d'un guide diélectrique repose sur le confinement de la lumière dans une (guide planaire) ou plusieurs directions (guides canaux, fibres optiques, etc.). Une zone guidante (coeur) composée d'un matériau d'indice n_1, est entourée d'une ou plusieurs zones non guidantes (gaine) d'indices n_2, n_3 etc., plus faibles que n_1. Lorsque l'onde optique est injectée dans la zone guidante, sous certaines conditions, celle-ci se retrouve piégée (confinée) dans le coeur jusqu'à la sortie de la structure.

Une étude plus approfondie de la propagation dans des guides diélectriques planaires sera donnée dans la suite de ce chapitre. Après avoir fait un rappel sur les propriétés des matériaux diélectriques nous étudierons la propagation par une approche géométrique basée sur les rayons lumineux ainsi que les lois de Snell-Descartes et les équations de Fresnel. Puis, nous montrerons que la propagation se fait suivant des modes correspondant à des valeurs discrètes de la constante de propagation. Leur formalisme mathématique sera donné par la résolution de l'équation de Helmholtz.

[1] Dans la suite du manuscrit, pour plus de simplicité, le terme optique sera sous-entendu et le "guide d'onde optique" sera simplement appelé "guide".

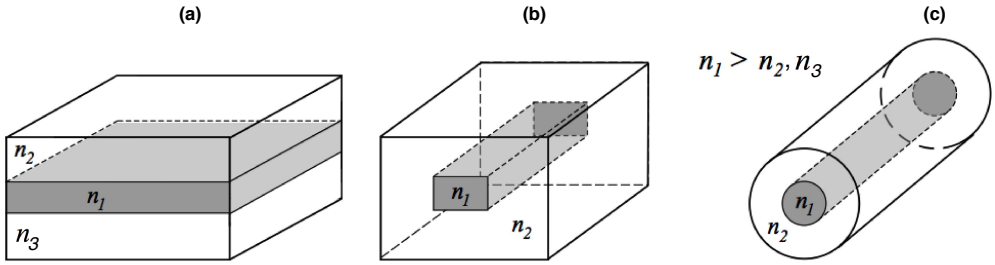


FIGURE 1.1 – Différents types de guides : guide plan (a), guide ruban (b) et fibre optique (c).

1.1.2 La propagation dans un guide diélectrique plan

Cette partie est dédiée à l'étude de la propagation d'une onde optique dans un guide diélectrique plan. Une étude plus générale peut être trouvée dans les ouvrages suivants [18, 20–23].

1.1.2.1 Rappel sur les matériaux diélectriques

Le but de cette partie est de faire un rapide rappel sur les principales propriétés des matériaux diélectriques. La théorie générale, incluant la notion de ferroélectricité est largement présentée dans la littérature [24, 25].

Un matériau diélectrique est un milieu qui, en principe, ne conduit pas le courant électrique. Il est d'ailleurs parfois appelé isolant électrique. Les électrons présents dans un tel milieu ne peuvent pas se déplacer de façon macroscopique, c'est-à-dire sur de grandes distances. Cependant, et notamment sous application d'un champ électrique, il peut y avoir apparition d'un mouvent du nuage électronique à l'échelle microscopique créant un dipôle électrostatique. On dit qu'il y a alors création d'une polarisation.

Dans certains cas, dit linéaires, la polarisation $\mathbf{P}$ est proportionnelle au champ électrique $\mathbf{E}$ suivant :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \tag{1.1}$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide et χ est le tenseur de susceptibilité électrique du matériau.

Dans d'autres cas, non-linéaires la polarisation n'est plus linéairement proportionnelle au champ électrique, et peut-être décomposée comme ceci :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \cdots \right] \tag{1.2}$$

où $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité électrique d'ordre n. Ce dernier cas est à la base des effets rencontrés en optique non-linéaire (voir chapitre 2).

Les matériaux diélectriques sont utilisés dans de nombreux composants comme par exemple dans les gaines de câbles électriques, dans les condensateurs ou encore comme couche anti-reflets sur des verres de lunettes par exemple (le verre lui-même

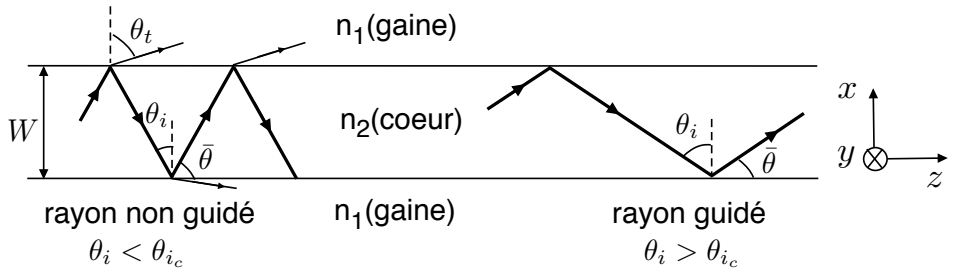


FIGURE 1.2 – Schéma de principe du confinement optique par réflexion totale dans le cas d'un guide plan diélectrique symétrique. Tous les rayons faisant un angle d'incidence $\theta_i > \theta_{i_c}$ sont guidés.

étant un matériau diélectrique). Enfin, ils sont également très utilisés dans le domaine de la recherche ; ainsi le cristal de SBN ($Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$) que nous avons utilisé pour les expériences (voir chapitre 3) est un matériau diélectrique.

1.1.2.2 Le principe de réflexion totale

Dans cette partie, on se place dans le cadre de l'optique géométrique. Considérons un guide plan à saut d'indice comme celui représenté sur la Figure 1.2. Lorsqu'un rayon lumineux se propageant dans le coeur est incident sur l'interface coeur/gaine, dans le cas général il est en partie réfléchi et en partie transmis. D'après les lois de Snell-Descartes, l'angle d'incidence θ_i et l'angle transmis θ_t sont reliés par la relation : $n_2 \sin\theta_i = n_1 \sin\theta_t$.

On peut définir une certaine valeur d'incidence θ_{i_c}, à partir de laquelle l'angle de réfraction atteint une valeur de $\pi/2$. Cette valeur particulière d'incidence, appelée angle d'incidence critique (ou angle critique pour la réflexion totale), est définie par :

$$\sin\theta_{i_c} = \frac{n_1}{n_2}. \tag{1.3}$$

Lorsque l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique, le rayon lumineux est intégralement réfléchi sans pertes d'énergie : on dit qu'il y a réflexion totale. En optique guidée, l'angle couramment utilisé n'est pas l'angle d'incidence mais plutôt son complémentaire :

$$\bar{\theta} = \pi/2 - \theta_i. \tag{1.4}$$

Dans ce cas, un rayon sera guidé si $\bar{\theta} < \bar{\theta}_c$ où $\bar{\theta}_c$ est défini par :

$$\cos\bar{\theta}_c = \frac{n_1}{n_2}. \tag{1.5}$$

1.1.2.3 Calcul des modes du guide - discrétisation de la propagation

Au cours du paragraphe précédent, nous avons vu la condition sur l'angle d'incidence pour que les rayons lumineux soient guidés. Cependant, en plus de cette condition de réflexion totale, pour pouvoir se propager, l'onde doit également satisfaire une condition d'auto-cohérence : après deux réflexions totales sur l'interface coeur-gaine,

l'onde résultante doit être identique à l'onde incidente (interférences constructives). La condition d'auto-cohérence est définie par :

$$2k_0 W n_2 \sin\bar{\theta} - 2\varphi_r = 2\pi m \tag{1.6}$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est le module du vecteur d'onde dans le vide, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, W est la largeur du guide, φ_r est le déphasage induit par une réflexion totale sur l'interface coeur/gaine et m est l'ordre du mode de propagation. Ce déphasage peut être calculé avec les équations de Fresnel qui donnent les coefficients de réflexion à l'interface et dépend de la polarisation de l'onde incidente. Dans le cas d'une onde TE[2] il est donné par :

$$\tan\frac{\varphi_r}{2} = \sqrt{\frac{\sin^2\bar{\theta}_c}{\sin^2\bar{\theta}} - 1}. \tag{1.7}$$

La condition d'auto-cohérence définie plus haut par l'éq. (1.6) impose une discrétisation des valeurs de $\bar{\theta}$. Ces valeurs correspondent aux différentes valeurs de m et déterminent les modes guidés. Il est possible d'exprimer la constante de propagation longitudinale (suivant z) β_m du mode d'ordre m en fonction de l'angle $\bar{\theta}_m$ selon :

$$\beta_m = k_0 n_2 \cos\bar{\theta}_m = k_0 n_{\mathrm{eff}_m} \tag{1.8}$$

où n_{eff_m} est l'indice effectif du mode. C'est l'indice *vu* par le mode m lors de sa propagation. La valeur de cet indice, pour les modes guidés, est telle que $n_2 > n_{eff_m} > n_1$.

Les valeurs $\bar{\theta}_m$ des différents modes de propagation peuvent être déterminées en réécrivant l'éq. (1.6) à l'aide de (1.7) sous la forme :

$$\tan\left(\frac{\pi W n_2}{\lambda_0}\sin\bar{\theta} - m\pi/2\right) = \sqrt{\frac{\sin^2\bar{\theta}_c}{\sin^2\bar{\theta}} - 1}. \tag{1.9}$$

Cette équation est appelée équation transcendante et n'admet pas de résolution analytique. Les solutions peuvent être obtenues numériquement ou alors de façon graphique comme représenté sur la Figure 1.3. Les différentes asymptotes (courbes en pointillés sur la Figure 1.3) correspondent à la représentation de la tangente pour les différentes valeurs de m (partie gauche de l'équation) tandis que la courbe continue correspond à la partie droite de l'équation transcendante. Les abscisses des points où les deux courbes se coupent donnent les différentes valeurs de $\bar{\theta}_m$, et le nombre de points d'intersections donne le nombre de modes pouvant se propager. Dans l'exemple utilisé pour la Figure 1.3, au maximum six modes TE (de $m = 0$ à $m = 5$) peuvent se propager.

Cette étude, basée sur une approche purement géométrique nous a permis d'établir les conditions d'existence des modes ainsi que le calcul des constantes de propagation longitudinale. Cependant, afin d'en déterminer le formalisme complet, il

[2]Bien que dans nos expériences, les ondes guidées sont de type TM, c'est le cas TE qui sera considéré pour les rappels théoriques de ce chapitre. Évidemment, la même démarche peut être effectuée dans le cas d'une onde TM [18, 20–22].

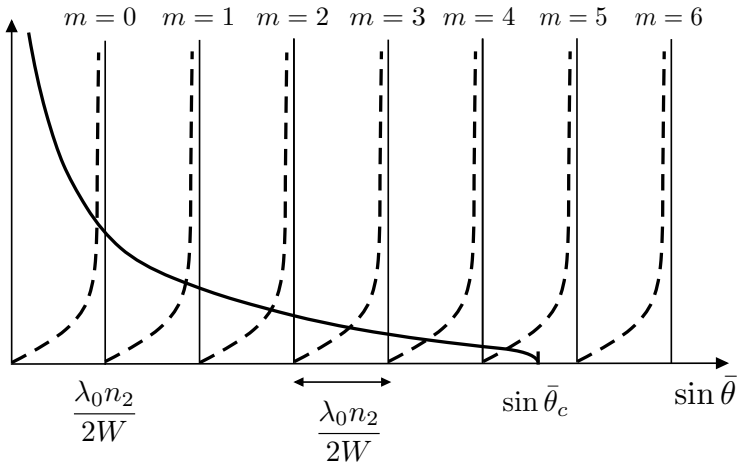


FIGURE 1.3 – Représentation graphique de l'éq. (1.9) pour la détermination des valeurs de l'angle $\bar{\theta}_m$ des modes du guide. La courbe en trait plein représente $\tan\frac{\varphi_r}{2}$ tandis que les courbes en traits pointillés représentent la tangente de l'éq. (1.9) pour différentes valeurs de m. Les intersections des deux courbes donnent les différentes valeurs de $\bar{\theta}_m$ et le nombre d'intersections donne le nombre total de modes pouvant se propager.

faut considérer la propagation du point de vue de l'optique ondulatoire et résoudre l'équation de Helmholtz.

Ainsi, lorsque le guide est parcouru par une onde électromagnétique plane monochromatique, celle-ci doit être solution de l'équation de propagation suivante, appelée équation de Helmholtz[3] :

$$\left(\nabla^2 + k_0^2 n^2(\mathbf{r})\right)\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0. \tag{1.10}$$

Considérant le mode TE ainsi que la géométrie planaire de la structure (invariance par translation suivant y, voir la Figure 1.2), une solution de cette équation peut se mettre sous la forme suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = E_y(x)\exp\left[i\left(\omega t - \beta_m z\right)\right] \tag{1.11}$$

où ω est la pulsation de l'onde. Ainsi en insérant cette solution dans l'équation de Helmholtz (1.10), on obtient :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + \left[n^2(x)k_0^2 - \beta_m^2\right]E_y(x) = 0 \tag{1.12}$$

où $n(x)$ est égal à n_2 dans le coeur et à n_1 dans la gaine. L'équation obtenue est une équation différentielle qu'il faut résoudre distinctement dans le coeur et dans la gaine afin de déterminer les différentes expressions du champ électrique.

Dans le coeur, d'après l'éq. (1.8) et comme $n_2 > n_{effm} > n_1$, alors $n_2^2 k_0^2 - \beta_m^2 > 0$. Dans ce cas, la solution est de forme oscillatoire et le champ électrique suivant x

[3]Seul le champ électrique sera considéré ici, évidemment un raisonnement similaire peut être fait avec le champ magnétique de l'onde.

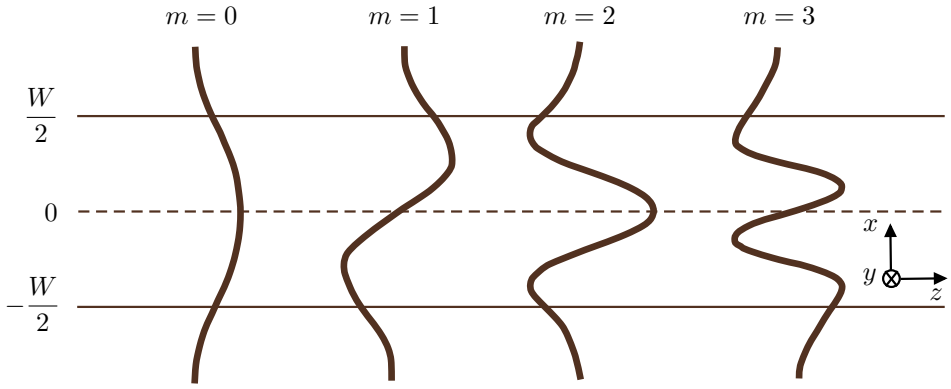


FIGURE 1.4 – Représentation graphique du champ électrique pour différents modes guidés TE dans un guide plan diélectrique de largeur W.

peut se mettre sous la forme : $E_y^m(x) = a_m u_m(x)$, où a_m est l'amplitude et $u_m(x)$ est la distribution du champ suivant :

$$u_m(x) \propto \begin{cases} \cos(h_m x), & m = 0, 2, 4, ... \\ \sin(h_m x), & m = 1, 3, 5, ... \end{cases} \text{ pour } -W/2 \leqslant x \leqslant W/2 \tag{1.13}$$

où h_m est appelée constante de propagation transverse égale à :

$$h_m = \sqrt{n_2^2 k_0^2 - \beta_m^2} = \frac{2\pi n_1 \sin\bar{\theta}_m}{\lambda}. \tag{1.14}$$

Dans la gaine, toujours d'après l'éq. (1.8), $n_1^2 k_0^2 - \beta_m^2 < 0$, la solution est alors de type exponentiel suivant :

$$u_m(x) \propto \begin{cases} \exp(-\gamma_m x), & x > W/2 \\ \exp(\gamma_m x), & x < -W/2 \end{cases} \tag{1.15}$$

où W est la largeur du guide et γ_m est appelé coefficient d'extinction de l'onde, défini par :

$$\gamma_m = \sqrt{\beta_m^2 - n_1^2 k_0^2} = n_1 k_0 \sqrt{\frac{\cos^2\bar{\theta}_m}{\cos^2\theta_c} - 1}. \tag{1.16}$$

L'onde se propageant dans la gaine est appelée onde évanescente, son amplitude décroit exponentiellement avec la distance transverse x. Comme on le verra au paragraphe suivant (§ 1.2.2), cette partie évanescente de l'onde est à l'origine du couplage de mode.

Afin de déterminer les constantes de proportionnalité des éq. (1.13) et (1.15), il suffit d'utiliser le principe de continuité du champ électrique à l'interface coeur/gaine $E_{coeur}(x = \pm W/2) = E_{gaine}(x = \pm W/2)$ et d'effectuer une normalisation suivant :

$$\int_{-\infty}^{\infty} u_m^2(x)dx = 1. \tag{1.17}$$

Les différents modes de propagation obtenus sont représentés sur la Figure 1.4. Il est à noter que tous les modes d'ordre pair possèdent une symétrie axiale alors que les modes impairs possèdent une symétrie centrale. De plus, plus l'ordre m du mode est élevé plus celui-ci pénètre dans la gaine. Enfin tous les modes de propagation sont orthogonaux entre eux.

1.2 Le couplage optique

1.2.1 Introduction

Au cours de la précédente partie, nous avons déterminé le formalisme de la propagation d'une onde dans un guide plan unique. Lorsque plusieurs guides sont placés suffisamment près, l'onde injectée dans l'un d'eux peut passer dans les guides voisins. C'est le phénomène de couplage optique. Cette partie a pour but d'en donner les bases théoriques.

Le premier formalisme théorique développé par Yariv en 1973 [26] est la théorie des modes couplés (CMT) qui est basée sur le couplage par ondes évanescentes. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, cette théorie simple fait intervenir la constante de couplage. Ce paramètre est dépendant de la géométrie des guides, de la distance inter-guide ainsi que du contraste d'indice. La théorie des modes couplés a fait l'objet de nombreuses études [27, 28] et son utilisation s'étend aujourd'hui pour la description des phénomènes de couplage dans d'autres domaines que les guides d'ondes [29–31].

La première démonstration expérimentale de couplage optique a été réalisée dans une structure composée de deux guides [32], appelée coupleur directionnel. L'onde injectée dans un guide est transférée intégralement dans le deuxième guide au bout d'une certaine distance de propagation appelée longueur de couplage. Cette distance particulière peut être reliée à la constante de couplage. Le coupleur directionnel est un composant encore très utilisé aujourd'hui notamment dans le domaine des télécommunications [33–37].

Après l'étude de la propagation dans une structure composée de deux guides, des études ont été réalisées dans des structures composées de réseaux de guides [5,38,39]. Dans ce cas, la propagation s'explique en généralisant la théorie des modes couplés sous certaines conditions, analogues aux conditions de type "tight-binding" de la physique du solide [24]. Ainsi, comme nous le verrons, lorsque la constante de couplage est faible, seuls les guides plus proches voisins ont une influence pour la description du couplage. Au fil des avancées technologiques, de nouvelles structures avec des propriétés ne satisfaisaient plus les conditions de tight-binding ont été réalisées. C'est pourquoi des compléments à la théorie des modes couplés ont été étudiés [40–43] rendant possible son utilisation dans ces cas particuliers et notamment la prise en compte de guides voisins plus éloignés pour la description du couplage.

Il existe une autre théorie basée sur la décomposition des ondes en ondes de type Floquet-Bloch [44–46], rendue possible grâce à la périodicité de la structure. Cette approche différente rend compte de la structuration du matériau et de la création de bandes photoniques [47, 48] aussi appelées *gaps photoniques* en analogie avec les

bandes interdites rencontrées en physique du solide [24].

Depuis la fin des années 1990, diverses études expérimentales ont été menées comme par exemple en modulant la constante de couplage des réseaux [49–56] ou en y introduisant des défauts [57, 58]. De plus, comme nous le verrons plus en détails dans les chapitres 4 et 5 il existe de nombreuses analogies entre la propagation dans des réseaux de guides et des phénomènes rencontrés en mécanique quantique. Ainsi, la démonstration des oscillations de Bloch [39, 59–63], ou encore de localisation de type Anderson [64–66] ont été réalisées récemment dans des réseaux de guides.

Dans certains cas et notamment en présence de fortes intensités, la propagation peut être non-linéaire [67–70], ouvrant la voie à d'autres analogies comme par exemple celles concernant les symétries $P-T$ (Parity-Time symmetry) [71–75].

Enfin, l'étude de la propagation dans des réseaux 2D a également été étudiée dans le domaine linéaire et non-linéaire [76, 77]. Il est à noter que seule une petite partie des articles parus sur le sujet sont mentionnés ici ; la review réalisée par Lederer *et al.* en 2008 [5] contient de nombreux autres articles.

Plus récemment, des fonctions optiques réalisées avec des réseaux de guides, comme par exemple des lentilles ou encore des cavités Fabry-Pérot, sont étudiées [78]. Ce nouveau domaine de recherche est également appelé "guidonique".

Au cours de cette partie, la théorie des modes couplés sera expliquée dans le cas de deux guides, puis généralisée dans le cas d'un réseau de n guides. Les différentes approximations seront données. Ensuite la deuxième théorie basée sur la décomposition des ondes en ondes de type Floquet-Bloch, à la base du concept de bandes photoniques sera expliquée. Enfin une comparaison des deux théories sera réalisée ce qui permettra entre autre de vérifier le régime de validité de la théorie des modes couplés.

1.2.2 La théorie des modes couplés[4] (CMT)

1.2.2.1 Couplage entre modes guidés

Comme nous l'avons vu précédemment dans le paragraphe 4.10, les modes d'un guide sont des solutions (aussi appelées états propres) du champ électromagnétique satisfaisant l'équation de Helmoltz. Ils forment ainsi une base complète sur laquelle toute perturbation peut être développée. Ces perturbations peuvent être d'origine très diverses. La présence d'un second guide vers lequel l'onde peut se coupler en est une. Ces perturbations sont traitées dans le cadre du formalisme très puissant des modes couplés qui est similaire à la théorie des perturbations en mécanique quantique [80].

Ainsi dans le cadre perturbatif, l'équation de propagation des ondes est définie par :

$$\nabla^2\mathbf{E}(\mathbf{r},t)-\mu_0\varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{E}(\mathbf{r},t)=\mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P}_{pert}(\mathbf{r},t) \tag{1.18}$$

où $\varepsilon(\mathbf{r})=n^2(\mathbf{r})$ est la constante diélectrique des différents milieux du guide (coeur et gaine) et $\mathbf{P}_{pert}$ est la polarisation perturbative définie pour notre cas particulier

[4] Partie inspirée de [21, 26, 79].

au paragraphe suivant.

L'équation (1.18) est à la base de tous les traitements perturbatifs des effets de propagation (diffusion, diffraction, ...). En se plaçant suivant une géométrie similaire à celle définie lors du paragraphe précédent, c'est-à-dire un guide invariant par translation suivant y et une propagation suivant z, le champ $E(\mathbf{r},t)$ peut se décomposer sur la base des modes guidés suivant :

$$E(x,z,t) = \frac{1}{2}\sum_m a_m(z)u_m(x)\exp\left[i(\omega t - \beta_m z)\right] + c.c. \tag{1.19}$$

Il est à noter que les amplitudes a_m du champ électrique qui étaient des constantes dans le cas non perturbatif sont dépendantes de z dans le cas présent. En injectant l'éq. (1.19) dans l'équation de propagation avec perturbation définit par l'éq. (1.18), on obtient :

$$\begin{aligned}\sum_m \Bigg[\frac{a_m(z)}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}u_m(x) - \beta_m^2 u_m(x) + \mu_0\varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})\omega^2 u_m(x)\right)\\ +\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}a_m(z) - 2i\beta_m\frac{\partial}{\partial z}a_m(z)\right)u_m(x)\Bigg]\exp i[wt-\beta_m z]\\ +c.c. = \mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}P_{pert}(\mathbf{r},t)\end{aligned} \tag{1.20}$$

En faisant l'approximation d'une l'amplitude lentement variable :

$$\left|\frac{\partial^2}{\partial z^2}a_m(z)\right| \ll \beta_m\left|\frac{\partial}{\partial z}a_m(z)\right|, \tag{1.21}$$

il est possible de réécrire l'éq. (1.20) sous la forme [21] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}a_m^- e^{i(\omega t+\beta_m z)} - \frac{\partial}{\partial z}a_m^+ e^{i(\omega t-\beta_m z)} - c.c.\\ = -\frac{i}{2\omega}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[P_{pert}(x,t)u_m(x)\right]dx\end{aligned} \tag{1.22}$$

où a_m^+ et a_m^- sont les amplitudes des modes m se propageant dans la direction $+z$ et $-z$ respectivement. Cette équation est appelée équation des modes couplés par une polarisation perturbative. Elle décrit comment il peut y avoir transfert d'énergie entre différents modes de propagation par l'intermédiaire d'une polarisation perturbative. C'est à partir de cette équation que le couplage dans le cas d'un coupleur optique ou d'un réseau de guides peut être décrit.

1.2.2.2 Couplage entre deux guides : le coupleur optique directionnel

Lors de l'étude de la propagation d'une onde dans un guide planaire diélectrique (voir §1.1.2), nous avons montré que l'onde piégée dans le coeur du guide possède une partie évanescente dans la gaine. Aussi, si un deuxième guide est placé suffisamment près, de façon à pouvoir capter la partie évanescente, il peut y avoir couplage

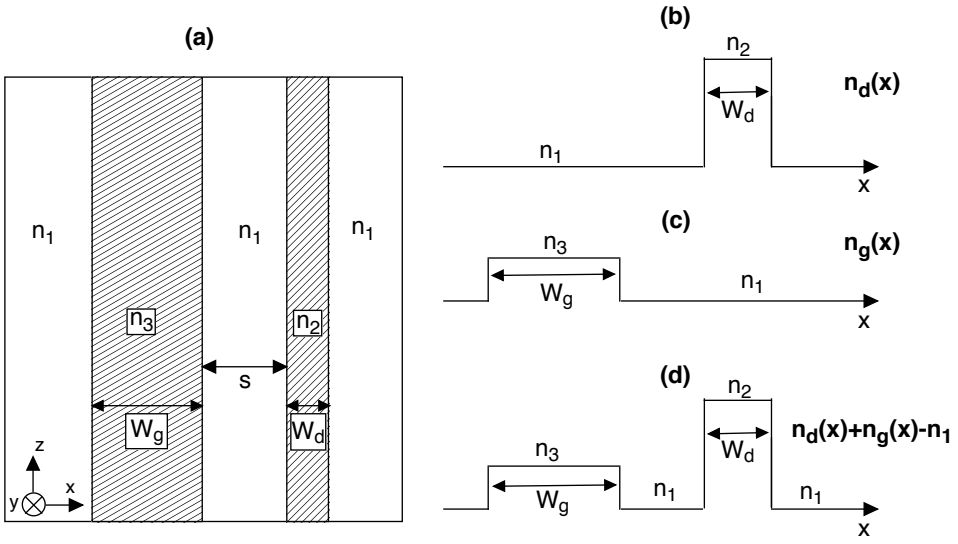


FIGURE 1.5 – Structure de principe composée de deux guides différents (a) et distribution d'indice pour les deux guides séparément (b,c) puis ensemble (d), correspondant à la structure représenté en (a)

de l'onde entre les deux guides. Cet effet de couplage optique est analogue à l'effet tunnel au travers d'une barrière de potentiel en mécanique quantique [81]. Le formalisme des modes couplés décrit au paragraphe précédent permet de décrire cet effet.

Considérons une structure composée de deux guides comme représentée sur la Figure 1.5. Les deux guides sont supposés quelconques et donc possèdent des propriétés différentes (largeur, contraste d'indice ...). Dans le cas où les deux guides sont infiniment éloignés l'un de l'autre, il n'y a pas d'influence mutuelle des modes de propagation. Dans le cas où l'on ne considère que le mode fondamental de propagation, ils sont solutions de l'équation d'Helmholtz (1.10) suivant :

$$\begin{aligned} E_d(x,z,t) &= \frac{1}{2}\left(a_d(z)u_d(x)e^{i(\omega t-\beta_d z)} + c.c.\right) \\ E_g(x,z,t) &= \frac{1}{2}\left(a_g(z)u_g(x)e^{i(\omega t-\beta_g z)} + c.c.\right) \end{aligned} \tag{1.23}$$

où $E_d(x,y,t)$ (resp. $E_g(x,y,t)$) est la composante du champ électrique dans le guide de droite (resp. gauche). Il est possible d'écrire le champ total comme une combinaison linéaire des deux modes fondamentaux dans chacun des guides (il est à noter qu'on fait l'approximation que les modes n'influent pas l'un sur l'autre) suivant :

$$E(x,z,t) = \frac{1}{2}\left(a_d(z)u_d(x)e^{i(wt-\beta_d z)} + a_g(z)u_g(x)e^{i(wt-\beta_g z)} + c.c)\right) \tag{1.24}$$

où $a_d(z)$ (resp. $a_g(z)$) est l'amplitude du mode dans le guide de droite (resp. de gauche).

Le rapprochement des deux guides induit un transfert d'énergie d'un guide à l'autre, décrit par la variation des amplitudes $a_d(z)$ et $a_g(z)$. Dans ce cas particulier, la polarisation perturbative, $\mathbf{P}_{pert}$, décrit la présence d'un second guide et peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{P}_{pert}(\mathbf{r},t) = \varepsilon_0 \Delta\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \varepsilon_0 \Delta n^2(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r},t). \tag{1.25}$$

Intéressons-nous tout d'abord au guide de droite, la perturbation P^d_{pert} est engendrée par la partie du champ du guide de gauche captée par le guide de droite. D'après l'éq. (1.25) précédemment établie ceci peut s'écrire sous le forme :

$$P^d_{pert}(x,z,t) = \Delta n^2(\mathbf{r})\varepsilon_0 \mathbf{E}(x,z,t) = \varepsilon_0 \left(n_g^2(x) - n_1^2\right) E(x,z,t) \tag{1.26}$$

où $n_g(x)$ est la répartition d'indice valant n_3 dans le guide de gauche et n_1 partout ailleurs (Figure 1.5). En insérant cette perturbation dans l'équation des modes couplées (1.22) définie au paragraphe précédent et en ne considérant qu'un seul sens de propagation (ce qui est le cas pour un coupleur directionnel), on obtient :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial z} a_d(z) e^{i(\omega t - \beta_d z)} = \frac{i\omega\varepsilon_0}{4} \\ \left[\int_{\text{guide gauche}} \left[n_g^2(x) - n_1^2\right] \left[a_d(z) u_d^2(x) e^{i(\omega t - \beta_d z)}\right] dx \right. \\ \left. + \int_{\text{guide gauche}} \left[n_g^2(x) - n_1^2\right] \left[a_g(z) u_g(x) u_d(x) e^{i(\omega t - \beta_g z)}\right] dx \right] \end{aligned} \tag{1.27}$$

Dans l'expression ci-dessus, à cause du terme $n_g^2(x) - n_1^2$, l'intégrale est limitée au guide de gauche. De plus, la première intégrale du second membre agit comme une légère correction de la constante de propagation β_d due à la présence du second guide et peut être négligée. La deuxième intégrale, quant à elle, décrit un couplage entre les deux guides et donc un recouvrement des modes. Il est à noter qu'un développement similaire peut être fait pour le guide de gauche.

Les expressions obtenues peuvent alors se réécrire sous la forme (pour simplifier l'écriture, la dépendance en z de a_d et a_g sera omise) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} a_d &= -iC_{gd} a_g e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{\partial}{\partial z} a_g &= -iC_{dg} a_d e^{+i\Delta\beta z} \end{aligned} \tag{1.28}$$

où $\Delta\beta$ est le désaccord de phase entre les deux guides, donné par

$$\Delta\beta = \beta_g - \beta_d, \tag{1.29}$$

d'autre part C_{gd} et C_{dg} sont les constantes de couplages égales aux intégrales de recouvrement des modes guidés et sont données par :

$$C_{gd} = \frac{\omega\varepsilon_0}{4}\int_{\text{guide gauche}} \left[n_g^2(x) - n_1^2\right] u_g(x)u_d(x)dx$$
$$C_{dg} = \frac{\omega\varepsilon_0}{4}\int_{\text{guide droite}} \left[n_d^2(x) - n_1^2\right] u_d(x)u_g(x)dx. \tag{1.30}$$

En supposant que $C_{gd} = C_{dg}$ et que l'onde est entièrement couplée dans un seul guide à l'entrée de la structure ($a_g(0) = a_0$ et $a_d(0) = 0$), les solutions de l'éq. (1.28) peuvent alors se mettent sous la forme :

$$a_d(z) = a_0 \frac{C}{i\kappa} e^{i\frac{\Delta\beta z}{2}} \sin\kappa z$$
$$a_g(z) = a_0 e^{-i\frac{\Delta\beta z}{2}} \left(\cos\kappa z + i\frac{\Delta\beta}{2\kappa}\sin\kappa z\right) \tag{1.31}$$

où

$$\kappa^2 = C^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2. \tag{1.32}$$

Les intensités optiques obtenues sont alors de la forme :

$$I_d(z) = I_0 \frac{C^2}{\kappa^2}\sin^2[\kappa z]$$
$$I_g(z) = I_0 - I_d(z) \tag{1.33}$$

où I_0 est l'intensité à l'entrée de la structure. Cette équation montre que l'intensité optique passe successivement d'un guide à l'autre au cours de la propagation avec un période spatiale appelée longueur de couplage, définie par :

$$L_c = \frac{\pi}{2\sqrt{C^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}}. \tag{1.34}$$

On remarque également que la fraction maximale d'intensité transférée vaut :

$$\frac{I_d^{max}}{I_0} = \frac{C^2}{C^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}. \tag{1.35}$$

De plus, il y a transfert intégral de l'onde d'un guide à l'autre seulement s'il y a accord de phase, soit $\Delta\beta = \beta_g - \beta_d = 0$.

Dans le cas plus restrictif où les deux guides sont identiques, les équations se simplifient et l'éq. (1.28) peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z}a_d = -iCa_g$$
$$\frac{\partial}{\partial z}a_g = -iCa_d \tag{1.36}$$

où la constante de couplage C admet une résolution analytique [26] :

$$C = \frac{2h_m^2\gamma_m e^{-\gamma_m s}}{\beta_m(W + 2/\gamma_m)(h_m^2 + \gamma_m^2)}, \tag{1.37}$$

ici h_m est la constante de propagation transverse définie par l'éq. (1.14), γ_m est le coefficient d'extinction défini par l'éq. (1.16), W est la largeur du guide et s la distance inter-guide prise de bord de guide à bord de guide (voir Figure 1.5).

La constante de couplage ainsi définie dépend des paramètres physiques de la structure. Comme représenté sur la Figure 1.6, sa dépendance est exponentielle avec la distance inter-guide. Ceci s'explique notamment par le fait que le couplage est lié à la partie évanescente de l'onde qui décroit exponentiellement avec la distance comme nous l'avons vu au paragraphe 4.10. La constante de couplage dépend aussi des autres paramètres des guides comme les largeurs, le contraste d'indice ou encore la longueur d'onde. Les dépendances en fonction de ces différents paramètres sont représentés sur les Figures 1.6-1.8. Les paramètres des guides utilisés dans les représentations correspondent à ceux en partie utilisés pour les expériences et seront plus longuement commentés dans les chapitres 3, 4 et 5.

De même l'expression (1.34) de la longueur de couplage L_c se simplifie et devient :

$$L_c = \frac{\pi}{2C}. \tag{1.38}$$

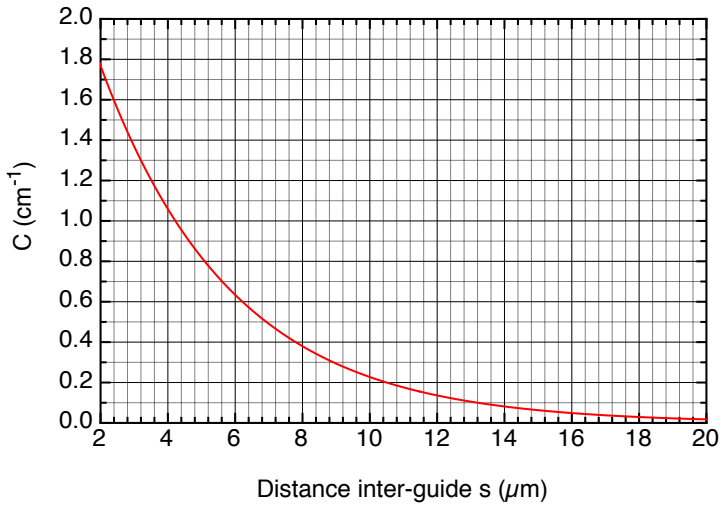


FIGURE 1.6 – Dépendance de la constante de couplage C avec la distance inter-guide s. La largeur des guides W est prise égale à 13 µm, le contraste d'indice Δn égal à $2 \cdot 10^{-4}$ et la longueur d'onde λ vaut 633 nm.

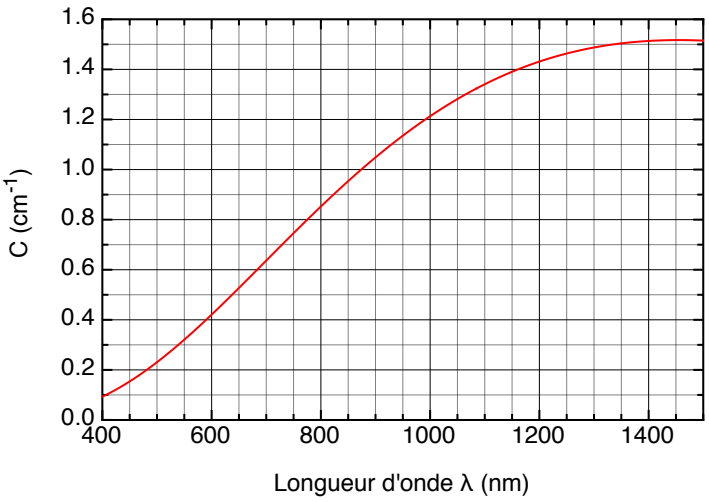


FIGURE 1.7 – Dépendance de la constante de couplage C avec la longueur d'onde λ. La largeur des guides W est prise égale à 13 µm, le contraste d'indice Δn égal à $2 \cdot 10^{-4}$ et la distance inter-guide s vaut 7 µm.

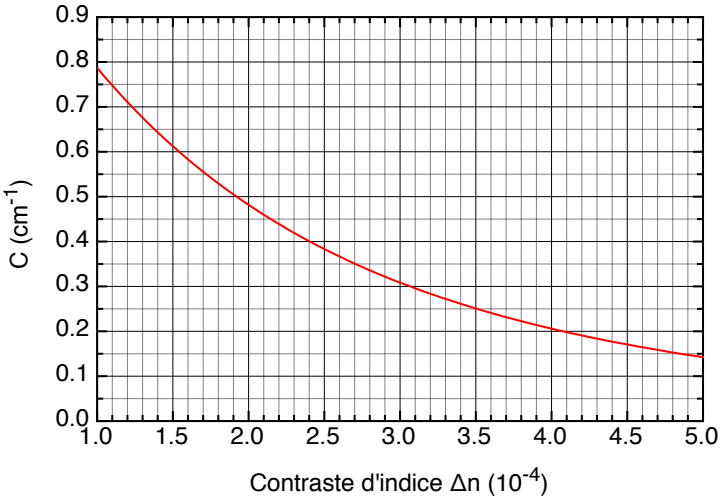


FIGURE 1.9 – Dépendance de la constante de couplage C avec le contraste d'indice Δn. La longueur d'onde λ est de 633 nm, la largeur des guides W est de 13 µm et la distance inter-guide s vaut 7 µm.

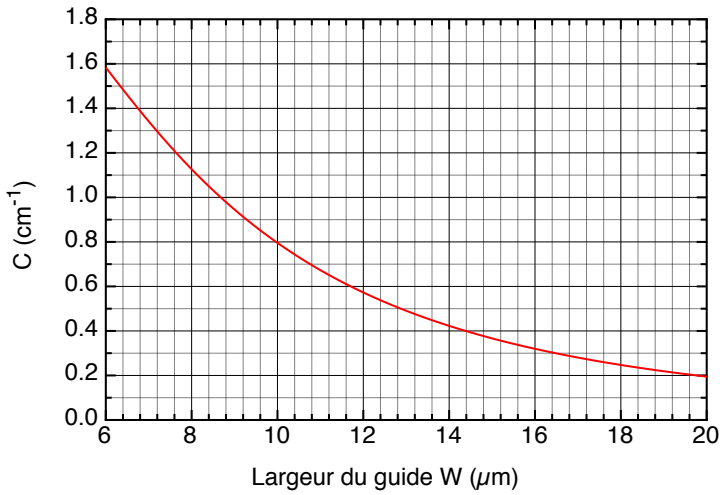


FIGURE 1.8 – Dépendance de la constante de couplage C avec la largeur des guides W. La longueur d'onde λ est de 633 nm, le contraste d'indice Δn est de $2 \cdot 10^{-4}$ et la distance inter-guide s vaut 7 µm.

1.2.2.3 Le couplage optique dans un réseau de N guides

Au cours de ce paragraphe, la théorie des modes couplés est généralisée au cas d'un réseau composé de N guides, comme celui représenté sur la Figure 1.10.

Il est possible de généraliser le système d'éq. (1.36) au cas d'une structure composée de plusieurs guides à conditions d'effectuer des approximations comparable à celles de "tight-binding" en physique du solide [24] :

- tous les guides composants le réseau doivent être identiques (largeur, contraste d'indice ...),
- tous les guides sont supposés monomodes, seul le mode TE_0 peut se propager,
- seul les plus proches voisins sont pris en compte pour le couplage. Ainsi uniquement les guides $n+1$ et $n-1$ ont une influence sur le guide n.

La condition sur le couplage des plus proches voisins uniquement impose notamment une condition sur les paramètres contraste d'indice/distance inter-guide.

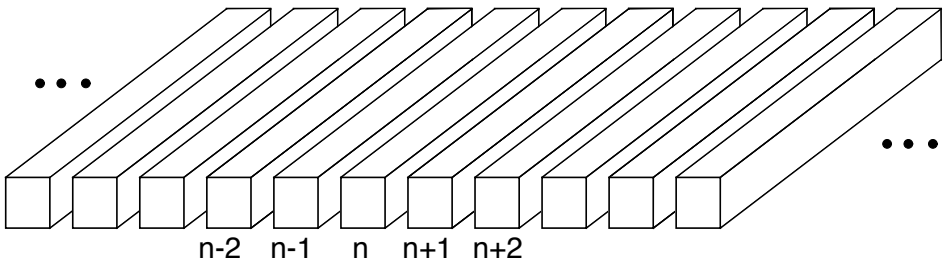


FIGURE 1.10 – Schéma de principe d'un réseau de guides d'onde identiques.

En effet, le contraste d'indice étant équivalent à la barrière de potentiel en physique quantique, il doit être suffisamment élevé pour rendre "invisible" les autres guides. Cependant, s'il est trop élevé le couplage devient essentiellement impossible. Le même raisonnement peut être tenu avec la distance inter-guide, où les guides doivent être suffisamment loin les uns des autres pour limiter l'influence des voisins éloignés mais suffisamment proches sinon le couplage est trop faible. En pratique c'est le rapport contraste d'indice/distance inter-guide qui doit être ajusté proprement. Cette condition est parfois appelée condition des "modes faiblement couplés" dans la littérature.

Supposons que ces conditions soient vérifiées, dans ce cas le système d'éq. (1.36) peut se généraliser sous la forme :

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = -iC\left[A_{n-1} + A_{n+1}\right] \tag{1.39}$$

où C est la constante de couplage telle que définie en (1.37). On remarque, en accord avec l'approximation des modes faiblement couplés, que seules les amplitudes des guides $n-1$ et $n+1$ ont une influence sur l'amplitude du guide n. Lorsque l'onde est initialement entièrement couplée dans le guide central n :

$$\begin{cases} A_n(0) = a_0 \\ A_i(0) = 0 \text{ pour } i \neq n, \end{cases} \tag{1.40}$$

alors la résolution de cette équation s'obtient grâce aux fonctions de Bessel suivant :

$$A_n(z) = i^n J_n(2Cz) a_0 \tag{1.41}$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n. La répartition d'intensité est alors obtenue en prenant le module au carré de l'amplitude. A ce point, on remarque que l'onde totale est décomposée sur chaque guide selon des valeurs uniques. On dit que l'onde est discrétisée sur chacun des guides. L'enveloppe complète de l'onde et notamment sa dépendance transverse peut toutefois être reconstruite avec les éq. (1.13-1.17) sachant que seul le mode fondamental peut se propager.

La Figure 1.11 illustre ce cas et présente le calcul de la répartition d'intensité après une longueur de propagation de $z = L/2$ (Figure 1.11(b)) et $z = L$ (Figure 1.11(c)) où L est la longueur de propagation totale. La structure est composée de 50 guides identiques au total et l'onde est initialement (à $z = 0$) injectée dans le guide central (Figure 1.11(a)). Comme il a été dit auparavant, la propagation de l'onde dans une telle structure s'effectue par couplage successifs expliquant le fait que le nombre de guide touché par l'onde augmente avec la propagation. Par analogie avec la diffraction d'une onde dans un milieu, ce phénomène de propagation est également appelé diffraction discrète. Cependant, ce phénomène est différent d'une diffraction classique puisque, comme on peut le voir sur les Figures 1.11, la répartition d'intensité admet des maximums aux extrémités alors que dans le cas classique, la répartition d'intensité est gaussienne.

La propagation de l'onde dans ce type de structure peut également être simulée par la technique «Beam Propagation Method» (BPM). Cette technique, présentée plus en détails dans l'annexe A, est basée sur la résolution numérique de l'équation

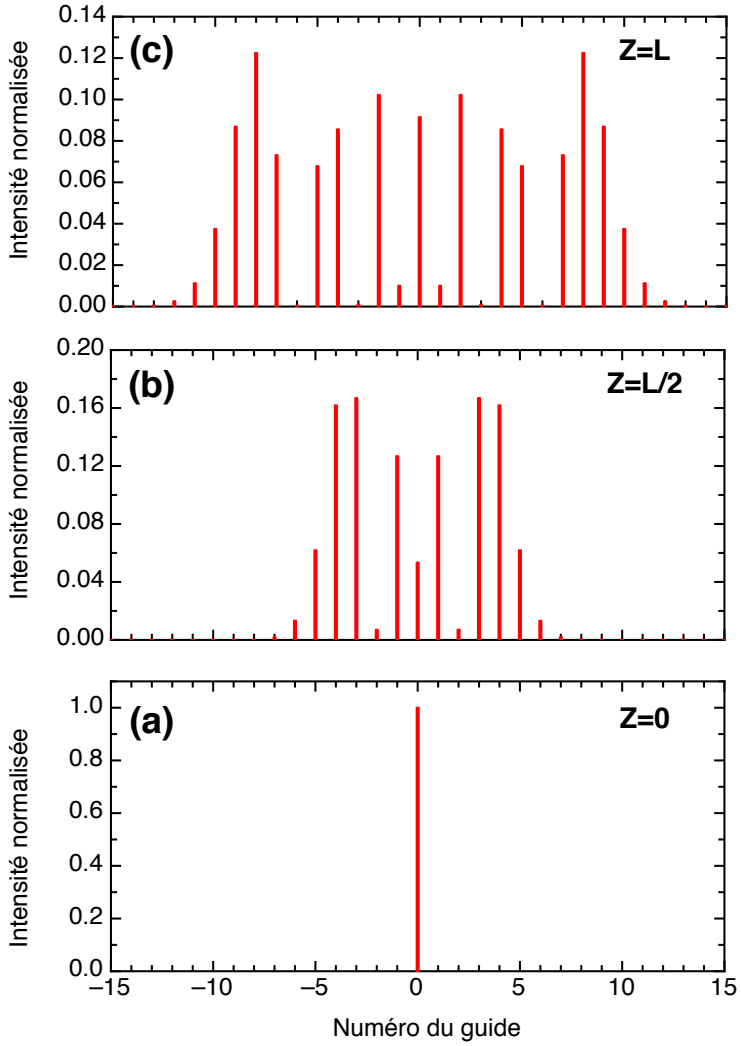


FIGURE 1.11 – Calculs de la répartition d'intensité obtenue par la théorie des modes couplés avec une structure composée de 50 guides identiques dans le cas où (a) l'onde est initialement injectée dans le guide central. Les calculs sont réalisés pour une longueur de propagation de (b) $z = L/2$ et (c) $z = L$ où L est la longueur de propagation totale.

de Helmoltz en considérant l'approximation des enveloppes lentement variables. Elle permet ainsi de simuler la propagation de la lumière dans des guides d'onde. Il faut pour cela donner la variation d'indice de la structure et les conditions initiales sur l'onde injectée. Cette technique de simulation très utilisée dans la littérature peut alors servir en complément de la théorie des modes couplés.

Un exemple de propagation, simulée par cette technique, est donné sur la Figure 1.12(a), dans une structure composée de 50 guides identiques avec des paramètres similaires à ceux de la Figure 1.11. L'onde à l'entrée est entièrement couplée dans le guide central. La répartition d'intensité au cours de la propagation est également

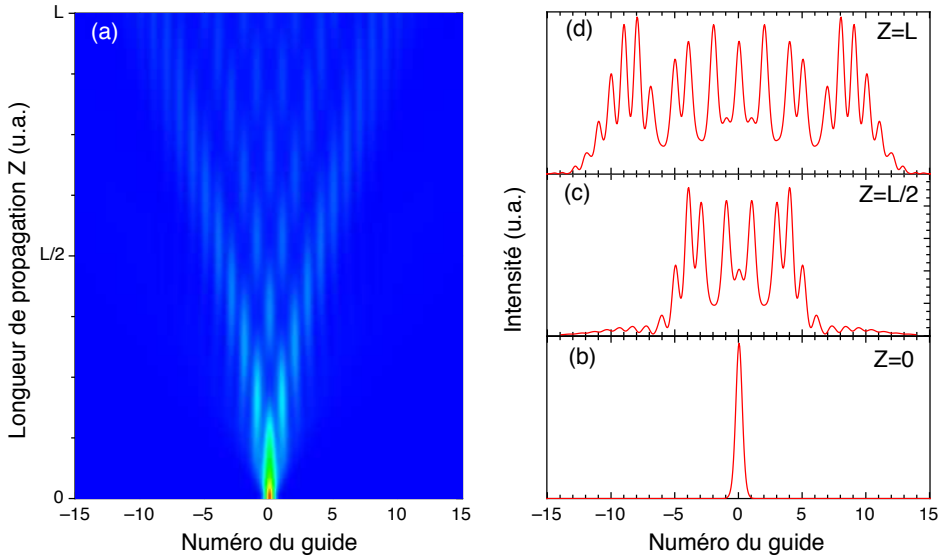


FIGURE 1.12 – Simulation de la propagation d'une onde dans une structure composée de 50 guides identiques (a). L'onde est initialement entièrement injectée dans le guide centrale (b). La distribution d'intensité au cours de la propagation (à la moitié de la structure (c) et à la fin (d)), n'est pas gaussienne contrairement à celle obtenue lors d'une propagation en milieu libre (diffraction). Ce phénomène est appelé diffraction discrète.

représentée sur les Figures 1.12(b-d). Il est à remarquer que dans ce cas, l'onde n'est pas discrétisée sur les différents guides et le profil complet est obtenu. Néanmoins, dans le cas de simulations BPM, il est difficile de simuler un profil d'indice rectangulaire. On peut alors l'approcher, par exemple, par un profil d'indice "super-gaussien", se rapprochant plus des conditions expérimentales. Ainsi, il peut y avoir de légères différences entre les résultats de ces simulations et ceux des calculs de la théorie des modes couplés pour lesquels le contraste d'indice est abrupte. Ces deux méthodes sont ainsi complémentaires, la théorie des modes couplés, facile à mettre en oeuvre, permet de calculer la valeur théorique de la constante de couplage et les simulations BPM peuvent permettre de prendre en compte différentes imperfections expérimentales.

Enfin, dans le cas plus général où l'onde incidente n'est pas entièrement couplée dans le guide central mais également en partie dans les guides adjacents, l'éq. (1.39) admet comme solution :

$$A_n(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{n-m} J_{n-m}(2Cz) a_m(0). \tag{1.42}$$

On remarque que lorsque l'onde n'est couplée que dans un seul guide initialement ($a_m = a_0\delta_{m0}$), l'équation obtenue est la même que celle obtenue précédemment (voir l'éq. (1.41)).

Les résultats des calculs donnant la répartition d'intensité sont représentés sur

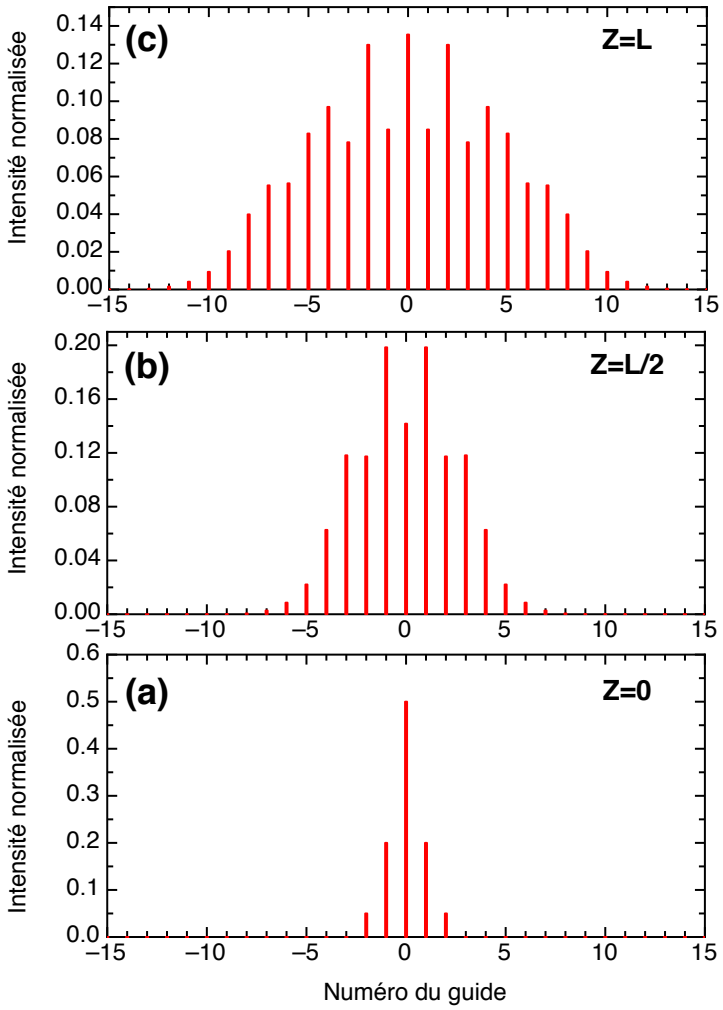


FIGURE 1.13 – Calculs de la répartition d'intensité obtenue par la théorie des modes couplés avec une structure composée de 50 guides identiques dans le cas où (a) l'onde est initialement injectée dans les 5 guides centraux suivant une distribution gaussienne. Les calculs sont réalisés pour une longueur de propagation de (b) $z = L/2$ et (c) $z = L$ où L est la longueur de propagation totale.

la Figure 1.13(a-c) pour un faisceau en entrée injecté sur 5 guides. Les paramètres du réseau sont les mêmes que ceux utilisés dans le cas précédent (Figure 1.11). Dans ce cas, la distribution d'intensité est d'allure gaussienne comme pour une diffraction classique, cependant l'onde est discrétisée en chaque point sur les guides du réseau et la propagation se fait par couplages successifs vers les plus proches voisins comme dans le cas précédent. Il est également possible de simuler ce cas par BPM, les résultats, obtenus pour des paramètres identiques à ceux de la Figure 1.12 mais pour un faisceau injecté sur 5 guides au départ, sont donnés sur la Figure 1.14.

De nombreuses études ont été menées dans des structures comportant des réseaux de guides. Nous en avons expérimentalement réalisé quelques unes notamment

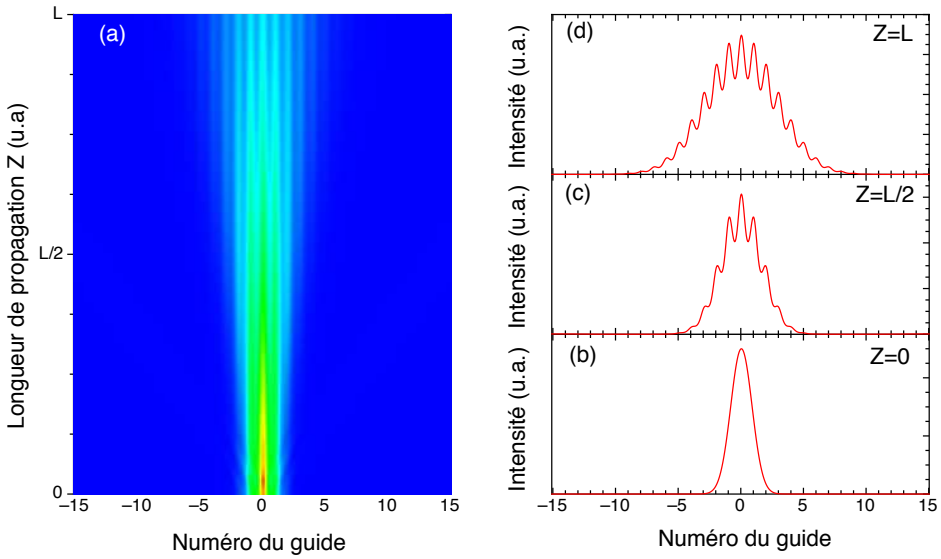


FIGURE 1.14 – Simulation de la propagation d'une onde dans une structure composée de 50 guides identiques (a). L'onde est initialement entièrement injectée dans 5 guides (b). La distribution d'intensité au cours de la propagation est donnée à la moitié de la structure (c) et à la fin (d).

afin de voir les possibilités qu'offrait notre montage expérimental. Ces différentes expériences sont présentées dans le chapitre 3 à la suite de la description du montage expérimental.

Ceci termine la partie consacrée à l'étude de la théorie des modes couplés. Comme il a pu être montré, c'est une théorie très puissante permettant de modéliser facilement la propagation d'une onde dans un réseau de guides identiques ou non à l'aide d'un paramètre : la constante de couplage qui dépend des paramètres physiques du guide. La prochaine partie sera consacrée à une autre théorie permettant de décrire le phénomène de couplage optique dans un réseau de guides. Cette théorie est basée sur le développement des ondes en ondes de type Floquet-Bloch permettant notamment d'appréhender le concept de bandes interdites photoniques semblables aux bandes interdites rencontrées en physique du solide.

1.2.3 La théorie utilisant les ondes de type Floquet-Bloch (FB)[5]

Dans cette partie, le couplage est décrit différemment. En effet, dans un milieu périodique il est possible de décomposer les ondes en onde de type Floquet-Bloch. Le formalisme développé par Yeh [44] permet, également d'obtenir la relation de dispersion de la constante de propagation β et ainsi de calculer les bandes interdites photoniques.

Le schéma de principe d'une structure périodique de période Λ, composée de guides d'onde identiques de largeur W est redonné sur la Figure 1.15. Dans une telle structure le profil d'indice de réfraction est donné par :

$$n(x) = \begin{cases} n_2, & 0 < x < W \\ n_1, & W < x < \Lambda \end{cases} \tag{1.43}$$

avec $n_2 > n_1$ et $n(x + \Lambda) = n(x)$. Une telle structure est en tout point similaire à celle précédemment étudié dans le cadre de la théorie des modes couplés. Dans la suite de l'étude, l'ensemble guide+inter-guide sera appelé *cellule*.

Étant donné le profil d'indice donné par (1.43), une solution mathématique de l'équation de Helmholtz (1.10) peut alors être décomposée comme la somme de deux ondes planes où la composante suivant x du champ électrique peut également être décomposée dans chaque partie d'une cellule m comme la somme de deux amplitudes a_m et b_m se propageant respectivement selon $+x$ et $-x$ suivant [82] :

$$E_m(x, z) = \left(a_m^{(\alpha)} e^{ik_\alpha (x - m\Lambda)} + b_m^{(\alpha)} e^{-ik_\alpha (x - m\Lambda)} \right) e^{i\beta z} \tag{1.44}$$

où

$$k_\alpha = \sqrt{n_\alpha^2 k_0^2 - \beta_m^2} \tag{1.45}$$

avec

$$\alpha = \begin{cases} 1, & \text{dans l'espace inter-guide} \\ 2, & \text{dans la zone guidante.} \end{cases}$$

A l'aide des éq. (1.14) et (1.16) définies précédemment, on peut s'apercevoir que :

$$\begin{aligned} -ik_1 &= \gamma_m \\ k_2 &= h \end{aligned} \tag{1.46}$$

Pour plus de simplicité dans la suite nous poserons :

$$\begin{aligned} a_m^1 &\equiv a_m \\ b_m^1 &\equiv b_m \\ a_m^2 &\equiv c_m \\ b_m^2 &\equiv d_m. \end{aligned}$$

[5] Partie inspirée de [44, 82].

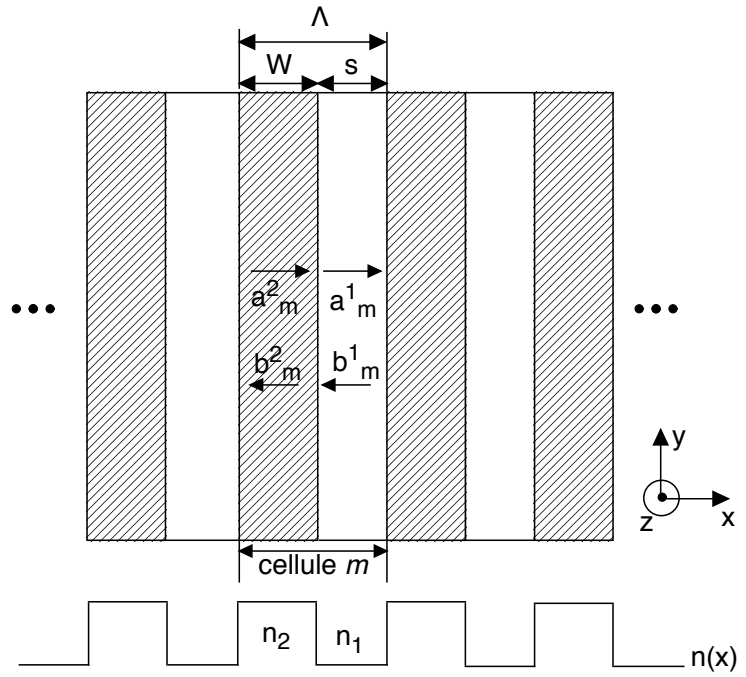


FIGURE 1.15 – Schéma de principe d'une structure périodique de période Λ composée de guides d'onde identiques. La largeur des guides est W est la distance inter-guide est s. La distribution d'indice de réfraction suivant x est également donnée. Cette structure est en tout point similaire à celle donnée au paragraphe précédent (Figure 1.10).

Les différentes amplitudes ne sont pas indépendantes les unes des autres. Elles sont liées par les conditions de continuités aux interfaces. En imposant la continuité du champ électrique ainsi que celle de sa dérivée à l'interface entre deux cellules m on peut écrire :

$$\begin{aligned}
a_{m-1} + b_{m-1} &= e^{-ik_2\Lambda} c_m + e^{ih\Lambda} d_m \\
ik_1 \left(a_{m-1} - b_{m-1}\right) &= ik_2 \left(e^{-ik_2\Lambda} c_m - e^{ik_2\Lambda} d_m\right) \\
e^{-ik_2 s} c_m + e^{ik_2 s} d_m &= e^{-ik_1 s} a_m + e^{ik_1 m s} d_m \\
ik_2 \left(e^{-ik_2 s} c_m - e^{ik_2 s} d_m\right) &= ik_1 \left(e^{-ik_1 s} a_m - e^{ik_1 s} b_m\right).
\end{aligned}$$

Ces quatre équations peuvent être réécrites sous forme matricielle. Après quelques étapes de calculs, il est possible d'obtenir une seule relation matricielle reliant les composantes d'une même zone de la structure dans différentes cellules :

$$\begin{pmatrix} a_{m-1} \\ b_{m-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

où

$$A = e^{-ik_1 s}\left[\cos(k_2 W) - \frac{1}{2}\left(\frac{k_2}{-ik_1} - \frac{-ik_1}{k_2}\right)\sin(k_2 W)\right] \quad (1.48)$$

$$B = e^{ik_1 s}\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h}{-ik_1} + \frac{-ik_1}{k_2}\right)\sin(k_2 W)\right] \quad (1.49)$$

$$C = e^{-ik_1 s}\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{k_2}{-ik_1} + \frac{-ik_1}{k_2}\right)\sin(k_2 W)\right] \quad (1.50)$$

$$D = e^{ik_1 s}\left[\cos(k_2 W) + \frac{1}{2}\left(\frac{k_2}{-ik_1} - \frac{-ik_1}{k_2}\right)\sin(k_2 W)\right]. \quad (1.51)$$

La matrice obtenue est une matrice de transfert reliant les ondes se propageant suivant $+x$ et $-x$ (resp. a_{m-1} et b_{m-1}) d'une cellule, à celles de la cellule suivante (resp. a_m et b_m). Les coefficients A, B, C, D sont des fonctions réelles dépendantes des paramètres du réseau ainsi que de la constante de propagation longitudinale β. De plus, cette matrice décrit les amplitudes de l'onde dans deux cellules équivalentes possédant le même indice de réfraction, elle doit donc être unimodulaire[6], soit :

$$AD - BC = 1 \quad (1.52)$$

Évidemment, des équations similaires peuvent-être obtenues en reliant les ondes c_m et d_m d'une cellule à l'autre. De même, nous avons considéré uniquement des ondes de type TE (comme c'est le cas depuis le début de ce chapitre), néanmoins le même développement peut être réalisé avec des ondes TM [44].

Le réseau choisi est supposé rigoureusement identique et infini. Aussi il est possible d'effectuer un développement du champ électrique suivant les ondes de type Floquet-Bloch. En effet, les ondes de Floquet-Bloch sont des ondes satisfaisant le théorème de Floquet [24], et peuvent se mettre sous la forme :

$$E(x,z) = E(x)e^{iKx}e^{i\beta z} \quad (1.53)$$

où $E(x)$ est une fonction périodique sur la période du réseau :

$$E(x+\Lambda) = E(x), \quad (1.54)$$

et K est le vecteur d'onde de Bloch traduisant la périodicité de la structure.

Il est alors possible de relier les amplitudes de la cellule $m-1$ à celles de la cellule m grâce aux ondes de Floquet-Bloch. Ainsi en réécrivant la condition périodique définie par l'éq. (1.54) avec l'expression initiale du champ donnée par l'éq. (1.44), on obtient :

$$\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = e^{iK\Lambda}\begin{pmatrix} a_{m-1} \\ b_{m-1} \end{pmatrix}. \quad (1.55)$$

En injectant cette équation dans l'éq. (1.47) donnant la matrice de passage d'une cellule à l'autre, on peut écrire :

[6] Les matrices unimodulaires sont des matrices carrées ayant la propriété d'être inversible ce qui est toujours le cas de matrices décrivant des propriétés physique. De plus elles ont comme autre propriété d'avoir un déterminant égal à 1.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = e^{-iK\Lambda} \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix}. \tag{1.56}$$

L'équation ainsi définie est une équation aux valeurs propres, qui peuvent se mettre sous la forme :

$$e^{-iK\Lambda} = \frac{1}{2}(A+D) \pm \sqrt{\left[\frac{1}{2}(A+D)\right]^2 - 1}, \tag{1.57}$$

et les vecteurs propres correspondant sont :

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ e^{-iK\lambda} - A \end{pmatrix}. \tag{1.58}$$

L'étude du signe de $\left[\frac{1}{2}(A+D)\right]^2 - 1$ dans l'éq. (1.57) est très importante et trois cas sont à considérer :

- lorsque $\left|\frac{1}{2}(A+D)\right| < 1$, on a $\frac{1}{2}(A+D) = \cos \pm (K\Lambda)$ et les valeurs de K sont réelles. Les ondes obtenues sont des ondes de propagation (similaires à celles obtenues dans le coeur du guide au début du chapitre) ;
- lorsque $\left|\frac{1}{2}(A+D)\right| > 1$, K est de la forme $K = m\pi/\Lambda + iK_i$ et possède une partie imaginaire. Les ondes obtenues sont non propagatives, et correspondent à des ondes évanescentes. Elles sont à l'origine des bandes interdites de la structure périodique, aussi appelées gap photoniques ;
- lorsque $\left|\frac{1}{2}(A+D)\right| = 1$, les valeurs obtenues correspondent aux bords des bandes.

Ainsi, dans le cas d'ondes propagatives, il est possible d'écrire la relation de dispersion, reliant les paramètres ω et β (contenu dans A et D) au vecteur d'onde de Bloch K selon :

$$K(\omega, \beta) = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1}\left[\frac{1}{2}(A+D)\right]. \tag{1.59}$$

Cette relation de dispersion donne les différentes valeurs de β permises en fonction du vecteur d'onde de Bloch K et définie les bandes permises. Les bandes interdites, quant à elles, sont obtenues lorsque cette relation n'est pas vérifiée. Néanmoins, l'éq. (1.59) ne comporte pas de contraintes sur les valeurs de β possibles. Or, comme nous l'avons montré au début du chapitre (éq. (1.8)), dans le cas de modes guidées, la valeur de β doit satisfaire la condition :

$$k_0 n < \beta < k_0(n + \Delta n). \tag{1.60}$$

Dés lors, les différentes bandes permises, données par les éq. (1.59) et (1.60) correspondent à différent modes de propagation (bande 1= mode fondamental, bande 2 = mode d'ordre 2, etc). Les autres bandes permises ne se trouvant pas dans cette

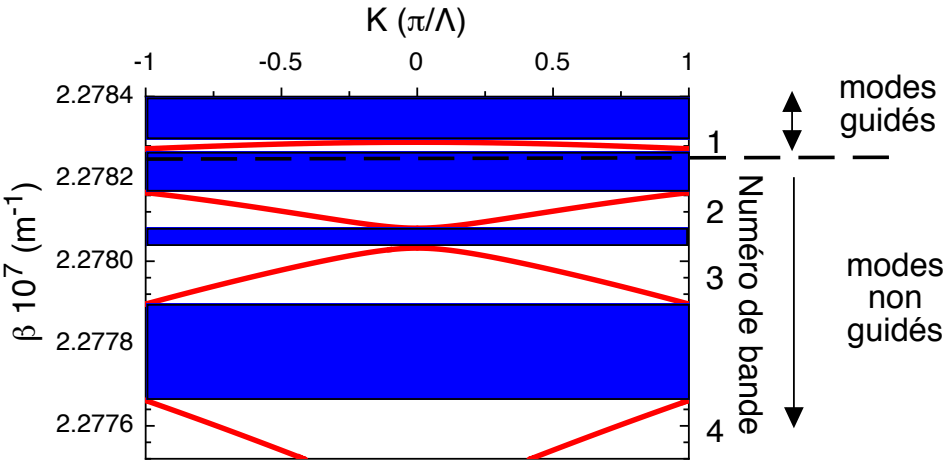


FIGURE 1.16 – Exemple de diagramme de bandes obtenu pour un réseau de guide de périodicité 20 µm, avec une longueur d'onde de 633 nm et un contraste d'indice $\Delta n = 1.5 \cdot 10^{-4}$. Seules les quatre premières bandes sont représentées. Les parties colorées en bleu correspondent aux bandes interdites. Il est à noter que la numérotation des bandes est du bas vers le haut.

zone correspondent à des ondes pouvant se propager dans la structure mais ne correspondant pas à des modes guidées. De telles ondes peuvent par exemple être des combinaisons linéaires de plusieurs supermodes associés à la structure [44].

Un exemple de structure de bande obtenu pour un réseau de périodicité $\Lambda = 20$ µm et un contraste d'indice $\Delta n = 1.5 \cdot 10^{-4}$ est donné sur la Figure 1.16. Par analogie, aux structures de bandes représentées en physique du solide, les différentes bandes sont repliées sur la première zone de Brillouin. C'est pourquoi le vecteur d'onde de Bloch est exprimé en unité relative (π/Λ) traduisant la périodicité du réseau, similairement à celles trouvées dans la littérature [47]. En considérant la contrainte sur les possibles valeurs de β correspondant à des ondes guidées, on remarque que seule la bande 1 se trouve dans la zone des ondes guidées ce qui signifie que les guides composant le réseau sont monomodes. Ainsi, seul le mode fondamental peut se propager dans la structure. Les autres bandes permises représentées ne correspondent pas à des modes guidés.

Cette seconde étude du couplage optique est basée sur la décomposition des ondes en onde de type Floquet-Bloch. Cette approche est moins aisée que la théorie des modes couplés car la constante de couplage n'est pas explicitement donnée. Cependant, cette approche permet d'obtenir la structure de bandes d'un réseau de guides d'ondes identiques. Toutefois, cette approche ne peut pas être utilisée dans le cas de coupleurs ou autres structures ne nécessitant que très peu de guides.

La prochaine et dernière partie de ce premier chapitre est consacrée à la comparaison des deux théories étudiées ici. Cette comparaison permettra notamment de définir une plage de validité de la théorie des modes couplés, qui aura toute son importance dans les futures réalisations expérimentales.

1.2.4 Comparaison des deux modèles

Au cours de ce chapitre nous avons étudié deux théories différentes décrivant le même phénomène physique : le couplage optique.

La première est la théorie des modes couplés. Elle permet de discrétiser l'onde sur chacun des guides et ainsi de décrire le phénomène de couplage à l'aide d'un paramètre simple : la constante de couplage. Elle repose néanmoins sur plusieurs approximations :

- tous les guides sont supposés monomodes,
- seul les plus proches voisins sont pris en compte pour le couplage. Ainsi, uniquement les guides $n+1$ et $n-1$ ont une influence sur le guide n.

La seconde théorie étudiée est une théorie utilisant la décomposition des ondes en ondes de type Floquet-Bloch. Elle permet le calcul de la relation de dispersion entre β et le vecteur d'onde de Bloch K, permettant le calcul des bandes photoniques de la structure.

Intéressons-nous maintenant à leur comparaison. Pour cela considérons, une onde plane monochromatique, solution de l'équation de Helmholtz ainsi que du théorème de Floquet, dans sa forme discrète [5] :

$$A_n(z,\omega) = a_0 e^{i(nK\Lambda-\beta z)}. \tag{1.61}$$

Comme nous l'avons déjà dit, la forme discrète revient en fait à discrétiser l'onde sur chaque guide en une valeur unique dont le module au carré correspond à l'intensité présente au point de propagation z dans le guide n. C'est pour cela que l'onde n'a pas de dépendance en x sous cette forme, qui est remplacée par une dépendance en n. Injectons maintenant cette expression dans l'équation des modes couplés définie par l'éq. (1.39), ce qui donne :

$$-i\beta A_n = -iC\left[e^{iK\Lambda}A_n + e^{-iK\Lambda}A_n\right]. \tag{1.62}$$

On obtient alors une relation liant le constante de propagation longitudinale β, à la périodicité du réseau Λ et au vecteur d'onde de Bloch K :

$$\beta = 2C\cos K\Lambda. \tag{1.63}$$

Cette équation constitue la relation de dispersion obtenue avec les équations de la théorie des modes couplés. Elle n'est donc valable qu'en considérant les approximations de cette théorie et notamment celle d'avoir des guides monomodes. En considérant les limites $K\Lambda = \pm\pi$ correspondant aux limites de la première zone de Brillouin, on obtient la plage de variation permise de la constante de propagation longitudinale du mode fondamental ($\Delta\beta$) :

$$\Delta\beta = 4C. \tag{1.64}$$

Ce résultat donne la largeur de la première bande (bande 1) obtenue précédemment par la théorie des ondes Floquet-Bloch (Figure 1.17). Il constitue dès lors un critère de validité de la théorie des modes couplés. En effet, si la largeur de la bande

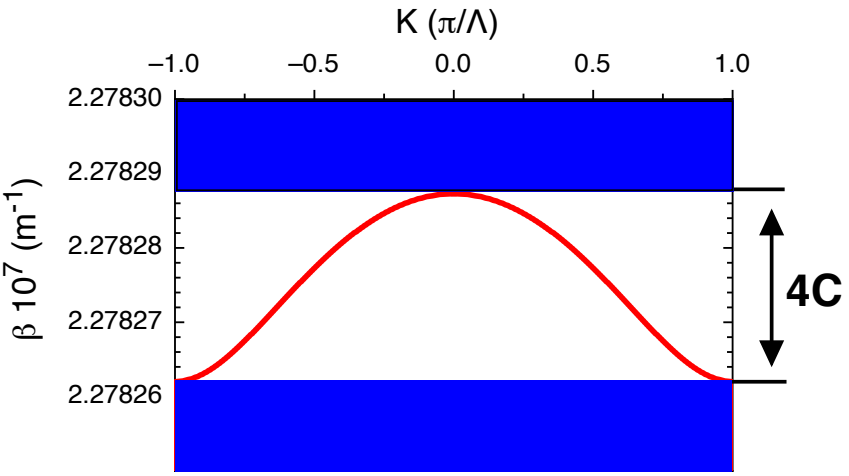


FIGURE 1.17 – Zoom sur la première bande permise du diagramme de bandes obtenu précédemment. Lorsque que la théorie des modes couplés est valable la largeur de cette bande est très exactement égale à $4C$ où C est la constante de couplage comme définie en (1.37).

1, calculée par la théorie des modes couplés correspond très exactement à celle calculée par la théorie des ondes Floquet-Bloch, cela signifie que les approximations faites dans la théorie des modes couplés sont valables. Dès lors, dans le cas considéré, cette théorie peut être utilisée et la valeur calculée de la constante de couplage permet de décrire le couplage d'une façon juste. En revanche, si la largeur de la bande 1 calculée par chacune des théories n'est pas la même, cela signifie que la valeur calculée de la constante de couplage n'est pas bonne et donc que les approximations faites dans la théorie des modes couplés sont trop restrictives et ne peuvent pas s'appliquer à ce cas.

A titre de représentation nous avons calculé, la variation de la constante de propagation longitudinale $\Delta\beta$ obtenue par la théorie Floquet-Bloch et nous l'avons comparé à $4C$ où C est la constante de couplage calculée par la théorie des modes couplés pour un réseau donné. Le résultat est représenté sur la Figure 1.18. Lorsque la théorie des modes couplés est valable, le critère défini par l'éq. (1.64) doit être vérifié et les deux calculs doivent donner le même résultat.

Pour les fortes valeurs du contraste d'indice (dans ce cas précis, correspondant à des valeurs particulières du réseau, $\Delta n \geqslant 1.5 \cdot 10^{-4}$), les deux théories donnent le même résultat et les courbes sont confondues : la théorie des modes couplés peut être utilisée. Pour les faibles valeurs du contraste d'indice (dans ce cas précis, $\Delta n < 1.5 \cdot 10^{-4}$), les deux théories donnent un résultat différent et la théorie des modes couplés ne peut plus être utilisée telle qu'elle. En réalité la Figure 1.18 n'est qu'une traduction des hypothèses émises pour la théorie des modes couplés. En effet lorsque le contraste d'indice est élevé, les modes sont fortement confinés (ou faiblement couplés) ce qui est la condition pour que la théorie des modes couplés soit valable. Cependant lorsque le contraste d'indice est faible, les modes sont faiblement confinés (ou fortement couplés) et l'hypothèse des plus proches voisins n'est plus

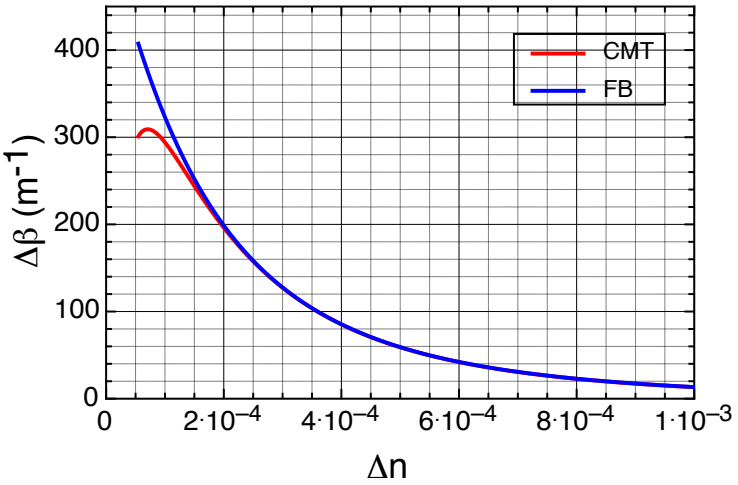


FIGURE 1.18 – Comparaison des deux théories étudiées pour différentes valeurs du contraste d'indice. Dans ce cas précis, lorsque le contraste d'indice est supérieur à $1.5 \cdot 10^{-4}$ l'éq. (1.64) est vérifiée et les deux courbes sont confondues. En revanche lorsque le contraste d'indice est inférieur à $1.5 \cdot 10^{-4}$ la calcul donne deux valeurs différentes (les courbes ne sont plus confondues), il n'est alors pas possible d'utiliser la théorie des modes couplés pour ces paramètres. Il est à noter que la valeur du contraste d'indice à partir duquel la théorie des modes couplés n'est plus valable dépend des paramètres du réseau.

valable.

Ainsi, actuellement de récents développements [42] visent à étendre la plage de validité de la théorie des modes couplés en définissant une constante de couplage effective prenant également en compte l'effet des guides plus lointains. Comme nous le verrons plus en détails dans la suite du manuscrit, quand les approximations de la théorie des modes couplés ne seront plus rigoureusement satisfaites, nous définirons également une constante de couplage effective qui sera obtenue par comparaison des résultats expérimentaux, des calculs et des simulations.

1.3 Conclusion

Au cours de ce premier chapitre la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide plan diélectrique a été étudiée. Nous avons montré que la propagation dans un guide se faisait suivant des valeurs discrètes de la constante de propagation β, constituant les modes de propagation. Leur calcul a également été réalisé en résolvant l'équation de Helmholtz dans les différentes parties du guide. Dans la zone guidante le mode est oscillant tandis que dans la gaine l'onde est de type évanescente et exponentiellement décroissante. Lorsque plusieurs guides sont suffisamment proches, les ondes évanescentes d'un guide atteignent le guide voisin et il y a couplage optique.

L'étude du couplage optique a été réalisée dans la deuxième partie du chapitre à l'aide de deux théories. La première appelée théorie des modes couplés basée sur les équations de Maxwell avec perturbations explique le couplage à l'aide des ondes évanescentes. En ce sens elle est plus facile de compréhension et repose principalement sur les paramètres physiques des guides à travers une grandeur : la constante de couplage. Néanmoins elle nécessite d'effectuer des approximations semblable aux conditions de "tight-binding" rencontrées en physique du solide qui peuvent ne pas toujours être vérifiées. La deuxième théorie repose quant à elle sur la décomposition de l'onde en ondes de type Floquet-Bloch grâce à la périodicité du réseau. Cette théorie est basée sur un formalisme matriciel donnant *in fine* la relation de dispersion entre le vecteur d'onde de Bloch K et la constante de propagation longitudinale β. C'est à partir de cette relation de dispersion que sont calculées les bandes interdites photoniques de la structure. Les bandes obtenues sont en complète analogie avec celles rencontrées en physique du solide.

Enfin une comparaison des deux théories a été réalisée. En injectant notamment une onde vérifiant le formalisme de Bloch dans le modèle des modes couplés, on obtient une seconde relation de dispersion équivalente, sous certaines conditions, à celle obtenue par la théorie Floquet-Bloch. La comparaison des deux relations de dispersion permet de relier la constante de couplage à la largeur de la première bande photonique. L'égalité obtenue permet de vérifier la plage de validité de la théorie des modes couplés, ce qui sera très important lors des réalisations expérimentales, puisque l'on s'approchera de cette limite.

Chapitre 2

Optique non-linéaire et effet photoréfractif

Ce chapitre donne les mécanismes théoriques nécessaires à l'élaboration des guides photo-induits (voir chapitre 3). Après avoir vu, au chapitre précédent, la propagation d'une onde optique dans un guide d'onde et le couplage optique, ce chapitre est consacré à l'optique non-linéaire. Dans un premier temps, une introduction au domaine de l'optique non-linéaire sera faite au cours de laquelle une attention toute particulière sera portée à l'effet Pockels, en raison de son importance dans la réalisation des guides photo-induits. Enfin la deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'effet photoréfractif également nécessaire à la réalisation de nos guides. Après une brève introduction, le modèle de transport par bandes sera introduit aboutissant aux équations de Kukhtarev *et al.*. La description du champ de charge, d'espace obtenu dans le cas d'une illumination localisée, sera faite. Enfin la dernière partie sera consacrée à l'application conjointe de l'effet Pockels et de l'effet photoréfractif pour la réalisation de guides par illumination latérale.

Sommaire

2.1 Optique non-linéaire 41
2.1.1 Introduction 41
2.1.2 L'effet Pockels 41
2.2 Effet photoréfractif 43
2.2.1 Le modèle de transport par bande 44
2.2.2 Description du champ de charge d'espace : cas particulier d'une illumination localisée 46
2.3 Application à la réalisation de guides 48
2.4 Conclusion 51

2.1 Optique non-linéaire[1]

2.1.1 Introduction

L'optique non-linéaire est l'étude des phénomènes conséquents à la modification des propriétés optiques d'un matériau en présence d'une forte intensité lumineuse. Typiquement, seul les lasers permettent de délivrer une telle intensité. Ainsi, ce n'est qu'après l'obtention de la première radiation laser, réalisée dans un cristal de rubis par Maiman en 1960 [86] que les premiers effets non-linéaires optiques ont été mis en évidence. Le premier effet non-linéaire a été observé en 1961 par Franken [87] en réalisant une génération de second harmonique. Une radiation à 347.2 nm a été obtenue à partir d'une radiation laser à 694.3 nm, obtenue par la technique de Maiman et incidente sur un cristal de quartz.

L'étude des effets non-linéaires nécessite de reconsidérer les équations donnant la polarisation induite en fonction du champ électrique. Comme nous l'avons vu, dans le cas linéaire, la polarisation induite varie linéairement avec le champ suivant :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \tag{2.1}$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire.

Dans les cas non-linéaires, la polarisation induite peut être développée en ordres supérieurs du champ selon :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \cdots \right] \tag{2.2}$$

où $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont les susceptibilités non-linéaires d'ordre 2 et 3 respectivement (et ainsi de suite).

On peut ainsi classer les effets non-linéaires suivant les ordres de dépendance au champ électrique. La littérature est riche de travaux et ouvrages qui traitent de ces effets [83–85]. Dans la suite de ce paragraphe seul l'effet Pockels, qui est un effet non-linéaire d'ordre 2, sera étudié en raison de son importance pour la réalisation des guides.

2.1.2 L'effet Pockels

L'effet Pockels, également appelé effet électro-optique[2] linéaire [88], est un processus non-linéaire d'ordre 2 découvert en 1893 par Friedrich Pockels. Ainsi comme tous les effets d'ordre 2, il ne peut avoir lieu que dans des matériaux non centro-symétriques[3].

Considérons le vecteur d'induction électrique $\mathbf{D}$, défini par :

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \tag{2.3}$$

[1] De nombreuses références dans la littérature traitent de l'optique non-linéaire [83–85].

[2] De nombreux ouvrages traitent des propriétés electro-optiques des matériaux. Pour avoir une analyse complète voir [20, 82, 83].

[3] Les matériaux centrosymétriques sont des matériaux possédant un centre d'inversion de symétrie. Pour plus de détails sur les propriétés de tels matériaux ou sur les raisons de l'inexistence d'effets d'ordre 2 voir les ouvrages suivants [82, 83, 89].

Dans le cas où le système est symétrique ($\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$, $\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx}$, $\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy}$), la matrice peut être diagonalisée suivant de nouveaux axes appelés axes propres (X, Y, Z) suivant :

$$\begin{bmatrix} D_X \\ D_Y \\ D_Z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{XX} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{YY} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{ZZ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix}. \tag{2.4}$$

Si les valeurs $\varepsilon_{XX}, \varepsilon_{YY}, \varepsilon_{ZZ}$ sont toutes égales alors le milieu est isotrope. Dans ce cas, l'indice de réfraction vu par une onde optique plane est le même qu'elle que soit sa direction de propagation. Si seulement deux valeurs sont égales alors le milieu est dit anisotrope[4] uniaxe. Enfin, si toutes les valeurs sont différentes le milieu est dit anisotrope biaxe.

On peut également montrer que les matériaux anisotropes sont caractérisés par un ellipsoïde des indices qui peut être déformé par application d'un champ électrique continu ($\omega = 0$). Des nouveaux indices, différents des premiers et caractérisant le matériau, sont alors définis par[5] :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_j r_{ij} E_j \tag{2.5}$$

r_{ij} est le tenseur décrivant l'effet Pockels. Ceci peut également s'écrire sous forme matricielle par :

$$\begin{bmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \tag{2.6}$$

Suivant le groupe de symétrie[6] auquel appartient le cristal, certains composants du tenseur électro-optique peuvent être nuls ou égaux entre eux (plus la symétrie est importante et plus il y a de composants du tenseur nuls).

On remarque que l'application d'un champ électrique continu a pour effet de déformer et/ou de tourner l'ellipsoïde des indices. Aussi cette déformation a pour effet d'entrainer une modification des indices de réfractions « vus » par l'onde optique lors de sa propagation. Dans le cas où cette modification est petite devant 1, ce qui est généralement le cas, et en considérant la forme du tenseur electro-optique ainsi que la direction du champ électrique, la variation d'indice peut s'écrire :

$$\Delta n = -\frac{n^3}{2} r_{eff} E \tag{2.7}$$

[4] Un matériau anisotrope (au contraire d'isotrope) est un matériau dont les propriétés dépendent de son orientation ainsi que de la direction des forces appliquées.

[5] Il est à noter que dans ce cas, l'effet Kerr consistant en une modification de l'indice suivant l'ordre deux du champ électrique, est négligé, compte tenu des conditions expérimentales et du matériau utilisé.

[6] Les classes cristallines et les groupes de symétries sont détaillés dans les ouvrages [82, 83].

où r_{eff} est le coefficient électro-optique adéquat suivant la direction du champ électrique appliqué E, la symétrie cristalline du matériau considéré et la direction du vecteur $\mathbf{D}$ de l'onde concernée [84].

C'est, en partie, en utilisant cet effet, que la modification de l'indice de réfraction du cristal, à l'origine de la réalisation des guides, sera réalisée expérimentalement. Par ailleurs l'effet Pockels est encore très utilisé aujourd'hui. Il est notamment à la base des modulateurs électro-optiques grâce auxquels un signal lumineux peut être modulé fidèlement avec un signal électrique, voir par exemple [82,83,90,91]. L'autre effet nécessaire à l'élaboration des guides, par la méthode que nous utilisons, est l'effet photoréfractif.

2.2 Effet photoréfractif

L'effet photoréfractif est un processus au cours duquel un faisceau lumineux incident sur un matériau en modifie l'indice de réfraction suite à une redistribution spatiale des charges électriques. Il a été observé pour la première fois par Ashkin *et al.* en 1966 [92] qui mit en évidence une modification de l'indice de réfraction de cristaux de $LiNbO_3$ et $LiTaO_3$ lors de génération de second harmonique. Ce changement d'indice est à l'origine d'une distorsion du front d'onde du faisceau traversant le cristal, diminuant ainsi les performances des modulateurs électro-optiques ainsi que des doubleurs de fréquences. C'est pourquoi ce processus fût qualifié initialement de *dommage optique*. Par la suite des recherches ont visé à réduire cet effet. Parallèlement, plusieurs études ont essayé de mettre à profit cette variation d'indice. Ainsi en 1968 des hologrammes sont enregistrés dans des matériaux possédant des propriétés photoréfractives [93–95]. Aujourd'hui encore, l'effet photoréfractif est utilisé en interférométrie mais aussi pour la réalisation de miroirs à conjugaison de phase ou encore de filtres de Bragg. Toutes ces applications ainsi que d'autres sont traitées en détails dans la référence [96].

La variation d'indice par l'effet photoréfractif est en réalité la succession de deux processus. Le premier qualifié de photo-induction est la création d'un champ de charge d'espace à l'intérieur du matériau sous l'effet de l'illumination. Ce champ de charge d'espace crée à son tour une modification de l'indice de réfraction par effet Pockels comme vu précédemment.

Le mécanisme de la photo-induction a été compris par Chen [94] peu après la découverte de l'effet photoréfractif. Il proposa un modèle basé sur la migration des électrons photo-excités. Ce modèle, appelé modèle de transport par bande, a ensuite été repris et complété par Kukhtarev *et al.* en 1978 [8,9]. Il décrivit l'ensemble des mécanismes participant à l'effet photoréfractif et fît le lien entre l'intensité reçue par le matériau, la création du champ de charge d'espace et la modification de l'indice de réfraction. Il est notamment à l'origine du système d'équation portant son nom et permettant de décrire l'effet photoréfractif.

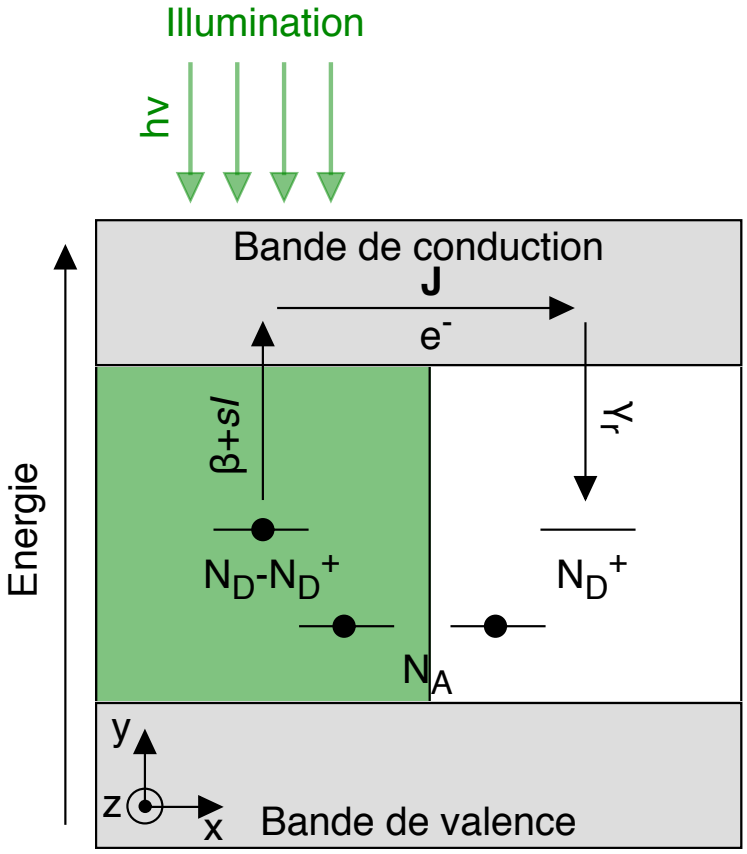


FIGURE 2.1 – Schéma simplifié du modèle de transport par bande. Dans une zone illuminée, un électron (e^-) se trouvant sur un donneur non ionisé $N_D - N_D^+$ est excité dans la bande de conduction créant un courant **j**. Cet électron se désexcite ensuite dans une zone non illuminée (sombre) en se recombinant avec un donneur ionisé N_D+.

2.2.1 Le modèle de transport par bande[7]

Le modèle de transport par bande est un modèle simple permettant d'expliquer le phénomène de photoréfractivité. Il est représenté de façon schématique sur la Figure 2.1.

Considérons un matériau photoréfractif comportant des impuretés appelées donneurs dont la densité est N_D. Pour simplifier l'étude faisons l'hypothèse que ces donneurs se trouvent tous au même niveau d'énergie quelque part entre la bande de valence et la bande de conduction[8]. De même, nous considèrerons que la photo-

[7]Seul l'effet photoréfractif conventionnel, considérant une photo-excitation des charges de la bande interdite vers la bande de conduction sera expliqué ici. Il existe néanmoins, dans le cas d'une énergie incidente supérieur à l'énergie de gap du matériau, un effet photoréfractif inter-bande décrit largement dans la littérature [97–99]. L'effet photoréfractif inter-bande entraine un processus de photo-excitation beaucoup plus rapide que celui ayant lieu dans l'effet photoréfractif conventionnel mais également une absorption beaucoup plus importante du fait de pouvoir exciter une quantité d'électrons nettement supérieure.

[8]Dans certains cas il faut néanmoins considérer plusieurs niveaux dans la bande interdite, voir

induction se fait uniquement par les électrons. Notons tout de même qu'il existe plusieurs matériaux où une forte photo-conduction bipolaire avec photo-excitation simultanée d'électrons et de trous est observée. Des modèles correspondant existent dans la littérature [103, 104]. En apportant de l'énergie grâce aux photons d'un faisceau lumineux, il est possible d'ioniser ces impuretés. La densité d'impuretés ionisées est alors N_D^+. Les électrons ainsi générés se déplacent dans la bande de conduction à la recherche d'un état de plus basse énergie fourni par une autre impureté ionisé capable de capter l'électron. L'équilibre des charges est assuré par des accepteurs dont la densité est N_A. Le taux d'électrons ainsi généré est :

$$(sI + \beta)\left(N_D - N_D^+\right) \tag{2.8}$$

où s et β sont les coefficients de photo-excitation et d'excitation thermique et I l'intensité lumineuse incidente. Le taux de recombinaison est, quant à lui, donné par :

$$\gamma_r n_e N_D^+ \tag{2.9}$$

où γ_r est le coefficient de recombinaison des électrons et n_e est la densité d'électrons libres. Puisque dans ce type de processus c'est la variation de la densité des donneurs ionisés qui est importante nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)\left(N_D - N_D^+\right) - \gamma_r n_e N_D^+. \tag{2.10}$$

De plus, un électron est généré pour chaque impureté ionisée, de même qu'un électron est éliminé lorqu'il est capté par une impureté. Ainsi le taux de génération des électrons est exactement le même que le taux de génération d'impuretés ionisées. La seule différence est que les impuretés sont immobiles alors que les électrons, eux sont mobiles. Ce principe est à la base de la photoréfractivité. La variation de la densité des électrons est alors :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{q}\nabla \cdot \mathbf{j} \tag{2.11}$$

où $\mathbf{j}$ est la densité de courant et q est la charge électronique. La présence de ces électrons conduit à la création d'un champ électrique statique appelé champ de charge d'espace E_{sc} influençant à son tour le mouvement des électrons. Les différentes contributions de la densité de courant peuvent ainsi être résumées suivant :

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mathbf{j_{ent}} + \mathbf{j_{diff}} + \mathbf{j_{ph}} \\ &= q n_e \mu \mathbf{E_{sc}} + \mu k_B T \nabla n_e + q s I \left(N_D - N_D^+\right) \mathbf{L_{ph}} \end{aligned} \tag{2.12}$$

où :

- $\mathbf{j_{ent}}$ est la contribution liée à l'entrainement des électrons sous le champ de charge d'espace $\mathbf{E_{sc}}$, q est la charge électronique et μ est la mobilité électronique ;

par exemple [100–102].

- $\mathbf{j_{diff}}$ est la contribution[9] due à la diffusion des électrons et liée au gradient de la densité d'électrons n_e, k_B est la constante de Boltzmann et T la température absolue ;

- $\mathbf{j_{ph}}$ est la contribution liée à l'effet photovoltaïque qui décrit le courant créé sous photo-excitation en absence de champ électrique appliqué. Ce courant est lié à l'asymétrie locale du cristal et de nombreux ouvrages, parmi lesquelles [84, 99, 105–107] traitent cet effet. $\mathbf{L_{ph}}$ est le vecteur de dérive photovoltaïque.

Le champ de charge d'espace obtenu obéit a l'équation de Poisson selon :

$$\varepsilon_0 \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E_{sc}} = \rho(\mathbf{r}) = -q\left(n_e + N_A - N_D^+\right) \tag{2.13}$$

où ε est le tenseur de permittivité diélectrique et $\rho(r)$ est la densité de charge.

En regroupant les éq. (2.10) - (2.13), et en considérant le vecteur d'induction électrique $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E_{sc}}$, on obtient un système d'équations qui n'est autre que le système d'équations à la base du modèle de Kukhtarev *et al.* :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)\left(N_D - N_D^+\right) - \gamma_r n_e N_D^+ \\ \mathbf{j} = q n_e \mu \mathbf{E_{sc}} + \mu k_B T \nabla n_e + qsI\left(N_D - N_D^+\right)\mathbf{L_{ph}} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho(\mathbf{r}) = -q\left(n_e + N_A - N_D^+\right) \\ \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{j} = 0. \end{cases} \tag{2.14}$$

L'étude de ce système suivant différentes conditions initiales (géométrie de l'illumination ...) ou pendant les phases transitoires (établissement ou effacement) ou stationnaire d'établissement du champ de charge d'espace permet de décrire les différents mécanismes entrant en jeu dans l'effet photoréfractif. Dans la suite nous nous concentrerons sur la description du champ de charge d'espace obtenu dans le cas particulier d'une illumination localisée. D'autres cas sont étudiés dans les références [84, 108].

2.2.2 Description du champ de charge d'espace : cas particulier d'une illumination localisée

Une solution approchée des éq. (2.14) est normalement obtenue en supposant une illumination périodique et en développant toutes les quantités non homogènes sur des harmoniques de la fréquence spatiale de l'illumination. Cela permet une linéarisation des équations et l'obtention d'expressions analytiques approximées.

Comme nous le verrons dans le chapitre 3, les guides que nous utilisons sont réalisés par l'illumination latérale d'un cristal photoréfractif (soumis à un champ électrique appliqué). Dans ce cas particulier, l'illumination est localisée et donc non périodique, l'approche ci-dessus n'est pas directement applicable. Néanmoins, plusieurs auteurs ont étudié ce cas, en développant des méthodes de résolution qui s'applique à une illumination non périodique[10] par exemple (voir [109–111]). Bien

[9] Cette contribution dérive de la première loi de Fick.

[10] Cette situation se rencontre souvent lors de l'autofocalisation (ou défocalisation) photoréfractive, pouvant conduire à la génération de solitons spatiaux.

que les solutions sont, en général, à caractère numérique, des approximations analytiques existent aussi dans ce cas pour certains régimes particuliers. Ici nous suivons le traitement décrit en détails dans [112]. Nous ramenons le problème à une seule dimension (x, parallèle à la direction de l'axe $\vec{c}$).

Pour plus de simplicité d'écriture, posons $\nu(x)$ le champ d'espace normalisé, définit par :

$$\nu(x) \equiv \frac{e}{k_B T k_D} E_{sc}(x) \equiv \frac{E_{sc}(x)}{\tilde{E}} \tag{2.15}$$

où $k_D \equiv (e^2 N_{eff}/\varepsilon\varepsilon_0 k_B T)^{1/2}$ est le module du vecteur de Debye et $N_{eff} = N_D^+(N_D - N_D^+)/N_D$ est la densité effective de piège. Ensuite, à l'aide des équation du système de Kukhtarev *et al.* (2.14), et après un calcul ne présentant pas de difficultés majeures (et qui peut être trouvé dans [7]), on obtient l'expression générale du champ de charge d'espace normalisé, en régime établi (non dépendante du temps), qui a pour forme :

$$(\nu_0 + \kappa\nu_{ph})\frac{I_D}{I(x)+I_D} - \psi\nu_{ph}\frac{I(x)+\kappa I_D}{I(x)+I_D} - \frac{\psi}{\chi(x)}\nu + \frac{1}{\chi(x)^2 k_D^2}\frac{\partial^2\nu}{\partial x^2} - \frac{\psi}{\chi(x)k_D}\frac{\partial I(x)/\partial x}{I(x)+I_D} = 0 \tag{2.16}$$

où $\chi(x)$ est définie par :

$$\chi(x) \equiv 1 + \frac{1}{k_D\xi_0}\frac{\partial\nu}{\partial x}, \tag{2.17}$$

et

$$\psi(x) \equiv \xi_0 + (1-\xi_0)\chi(x). \tag{2.18}$$

Ici, ξ_0 est l'état de réduction du cristal défini par :

$$\xi_0 \equiv \frac{N_{D0}^+}{N_{eff}} \approx \frac{N_A}{N_{eff}}. \tag{2.19}$$

Le terme ν_0 est le champ électrique appliqué normalisé, défini par $E_0/\tilde{E}$ où E_0 est le champ appliqué au cristal[11]. De même, ν_{ph} désigne l'effet photovoltaïque normalisé, défini par :

$$\nu_{ph} \equiv \frac{E_{ph}}{\tilde{E}} \equiv \frac{1}{\tilde{E}}\left(\frac{\xi_0 N_{eff}\gamma_r L_{ph}}{\mu}\right) \tag{2.20}$$

où γ_r, μ et L_{ph} sont les coefficients de recombinaison, la mobilité et le vecteur de dérive photovoltaïque définis précédemment dans le paragraphe 2.2.1.

De même dans (2.16), $I(x)$ est l'intensité lumineuse qui, dans notre cas désigne l'illumination latérale localisée du cristal et I_D est l'intensité d'obscurité. En général, I_D prend en compte l'intensité d'obscurité d'origine thermique (intensité équivalente

[11] Il est a noter que le champ électrique vu dans le cristal peut être différent du champ appliqué E_0 à cause de l'effet d'écrantage des charges [113].

correspondante au nombre de transitions thermiques) $I_{D,th}$ ainsi que l'intensité due à une illumination de fond $I_{D,em}$, suivant : $I_D = I_{D,th} + I_{D,em}$.

Le paramètre κ décrit la fraction de l'illumination d'obscurité qui est due à l'illumination de fond :

$$\kappa \equiv I_{D,em}/I_D. \tag{2.21}$$

Dans le cas le plus répandu, où la largeur de l'illumination $I(x)$ est supérieure à la longueur de Debye ($2\pi/k_D$), qui est de l'ordre de 1 µm ou moins pour la majorité des cristaux photoréfractifs, les termes liés à la diffusion dans l'éq. (2.16) peuvent être négligés. Ainsi, (2.16) peut se réécrire suivant : [112, 114–116]

$$(\nu_0 + \nu_{ph}) \frac{I_D}{I + I_D} - \nu_{ph} - \nu = 0. \tag{2.22}$$

De la même manière, dans le cas où l'effet photovoltaïque est négligeable[12], il est possible de revenir explicitement à la distribution du champ de charge d'espace $E_{sc}(x)$, qui s'écrit :

$$E_{sc}(x) = E_0 \frac{I_D}{I_D + I(x)}. \tag{2.23}$$

On peut remarquer que suivant le ratio $I(x)/I_D$, le champ électrique appliqué E_0 est plus ou moins masqué dans les zones illuminées. C'est cet effet qui est mis à profit pour la réalisation des guides.

2.3 Application à la réalisation de guides

Comme nous l'avons vu au cours du paragraphe précédent et notamment au travers de l'éq. (2.23), l'illumination latérale d'un cristal possédant des propriétés photoréfractives soumis à un champ électrique suivant l'axe $\vec{c}$, a pour effet de diminuer le champ électrique dans les zones illuminées. La modification du champ électrique peut être, à son tour, traduite en modification d'indice de réfraction grâce à l'effet Pockels donné au paragraphe 2.1.2. Il est alors possible d'utiliser conjointement ces deux effets pour réaliser des guides d'onde.

En effet, d'après (2.23) dans les zones illuminées ($I(x) \neq 0$) cela entraine une variation d'indice par effet Pockels :

$$\Delta n_{I(x)\neq 0} = -\frac{n^3}{2} r_{eff} E_0 \frac{I_D}{I_D + I(x)}. \tag{2.24}$$

Toujours d'après (2.23), dans les zones sombres ($I(x) = 0$), le champ de charge d'espace est :

$$E_{sc}(x) = E_0. \tag{2.25}$$

Dans ce cas la variation d'indice engendrée est :

$$\Delta n_{I(x)=0} = -\frac{n^3}{2} r_{eff} E_0. \tag{2.26}$$

[12] Ce qui est le cas pour les cristaux de SBN utilisés dans nos expériences.

Le contraste d'indice maximal est obtenu entre les zones illuminées ($I(x) \neq 0$) et les zones sombres ($I_D \neq 0$) selon :

$$\begin{aligned} \Delta n &= \Delta n_{I(x)\neq 0} - \Delta n_{I(x)=0} \\ &= \Delta n_0 \frac{I(x)}{I(x) + I_D} \end{aligned} \tag{2.27}$$

où $\Delta n_0 = \frac{n^3}{2} r_{eff} E_0$. On remarque d'après cette équation que le profil de variation de l'indice de réfraction dans le matériau dépend du profil de l'illumination $I(x)$.

Examinons maintenant de plus près ces équations et notamment l'influence de I_D. La Figure 2.2(a), présente une vue schématique du cristal avec une illumination comportant trois bandes lumineuses[13]. Afin de considérer un cas se rapprochant le plus fidèlement possible des expériences, les bandes lumineuses de l'illumination sont simulées par des super-gaussiennes comme représenté sur la Figure 2.2(b). En effet, de part l'utilisation de super-gaussiennes afin d'atténuer les transitions entre les zones sombres et les zones illuminées, le profil tient compte des imperfections liées par exemple à l'imagerie. Toutefois, on ne tient pas compte de la réflexion de l'illumination sur la face inférieure du cristal, le calcul complet dans le cas d'un seul guide est donné dans la référence [7]. Un tel profil est ainsi similaire à celui utilisé expérimentalement pour l'inscription d'un réseau composé de 3 guides. Il peut toutefois être généralisé avec un plus grand nombre de guides. Pour une structure composée de trois bandes, l'intensité $I(x)$ peut ainsi se mettre sous la forme :

$$I(x) = I_0 \left[\exp\left(-\frac{x-p}{l}\right)^6 + \exp\left(-\frac{x}{l}\right)^6 + \exp\left(-\frac{x+p}{l}\right)^6 \right] \tag{2.28}$$

où l est la demi-largeur d'une super-gaussienne à $1/e^2$ et p est la période du motif.

Le champ électrique à l'intérieur du cristal, calculé à partir de l'éq. (2.23) est représenté sur la Figure 2.2(c) pour différentes valeurs du ratio I_D/I_0. Comme on peut le remarquer, le champ électrique est d'autant plus masqué que le ratio I_D/I_0 est faible, confirmant ce qui a été dit au paragraphe précédent. On remarque également que la différence de champ électrique entre les zones illuminées et les zones sombres intermédiaires est d'autant plus importante que le ratio I_D/I_0 est important. Ainsi, en traçant le profil du contraste d'indice correspondant, calculé avec (2.27) (voir Figure 2.2(d)), on remarque que la différence d'indice entre les zones illuminées et les zones sombres est plus importante dans le cas où I_D/I_0 est important. A titre d'exemple, dans ce cas précis, pour $I_D/I_0 = 0.01$, on a $\Delta n/\Delta n_0 = (\Delta n_{I(x)\neq 0} - \Delta n_{I(x)=0})/\Delta n_0 \approx 0.1$ alors que pour $I_D/I_0 = 0.5$, on a $\Delta n/\Delta n_0 = (\Delta n_{I(x)\neq 0} - \Delta n_{I(x)=0})/\Delta n_0 \approx 0.5$.

On remarque ainsi que les guides sont mieux définis pour une valeur plus élevée de l'intensité d'obscurité. Cet effet de l'intensité d'obscurité a également été mis en évidence dans [117]. C'est pourquoi, expérimentalement une lumière de fond

[13] La méthode d'obtention d'un tel profil d'illumination sera expliqué en détails dans le chapitre 3 dans la partie consacrée au montage expérimental.

homogène d'intensité réglable est appliquée sur le cristal de façon uniforme en plus de l'illumination. De même, il est possible de montrer que l'addition d'une telle lumière de fond permet de rendre négligeable la partie de l'illumination réfléchie sur la face inférieure de cristal pouvant nuire à la structure inscrite en créant des variations d'indice non désirées [7].

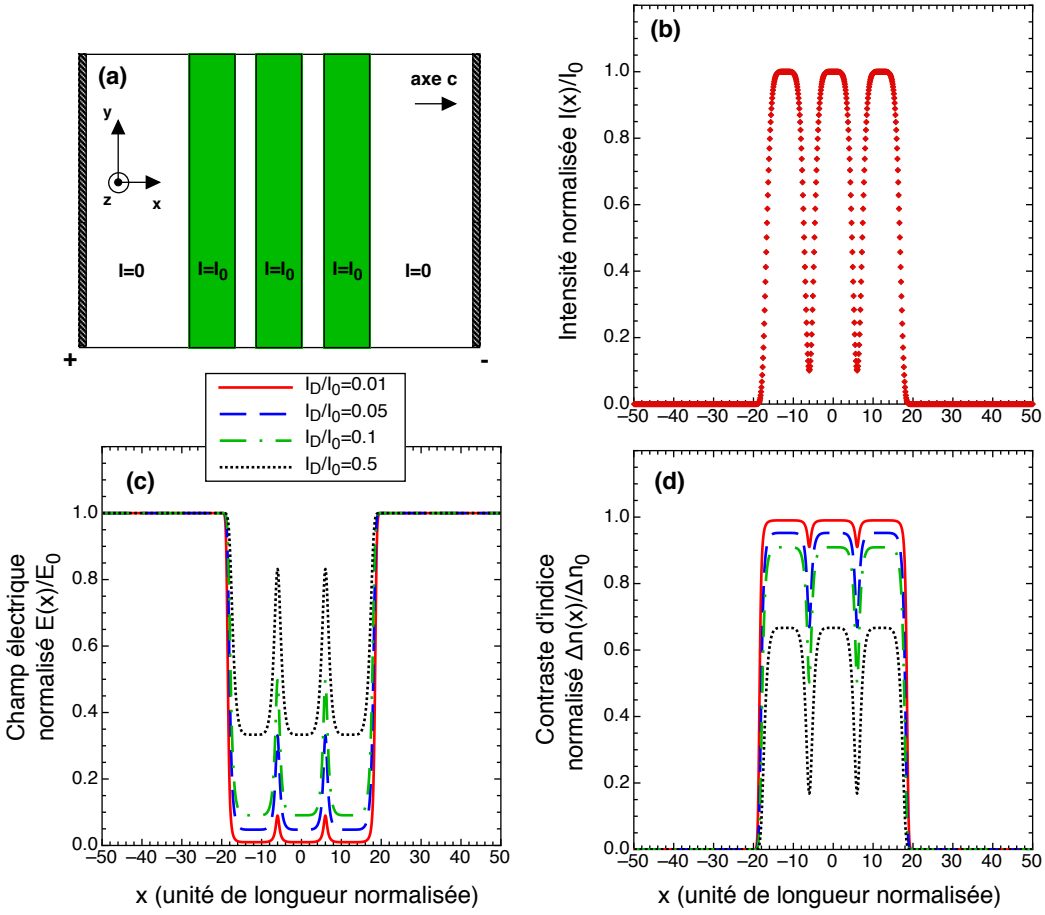


FIGURE 2.2 – (a) Schéma de principe du cristal soumis à un champ électrique sous une illumination localisée comprenant trois bandes lumineuses (en vert), (b) profil d'intensité $I(x)$ normalisée pour l'inscription de trois guides dans un cas se rapprochant des cas expérimentaux. (c) Distribution résultante du champ électrique à l'intérieur du cristal en régime établit et (d) du contraste d'indice pour différentes valeurs du ratio I_D/I_0 : $I_D/I_0 = 0.01$ (courbe rouge continue), $I_D/I_0 = 0.05$ (courbe tirets bleue), $I_D/I_0 = 0.1$ (courbe tirets-points verte) et $I_D/I_0 = 0.5$ (courbe pointillés noire).

2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre une introduction au domaine de l'optique non-linéaire a été abordée. Nous avons montré que les effets non-linéaires peuvent être classés suivant leur degré de dépendance vis à vis du champ électrique. L'effet Pockels, effet non linéaire d'ordre 2, a été étudié en détails. Ainsi une variation uniforme du contraste d'indice peut être produite par un champ électrique statique. Puis, l'effet photoréfractif a été étudié. Le modèle de transport par bande a été introduit ainsi que le système d'équation de Kukhtarev *et al.* permettant de décrire les différents mécanismes de l'effet photoréfractif et notamment l'obtention d'un champ de charge d'espace à partir d'une illumination. Une description du champ de charge d'espace dans le cas d'une illumination localisée à été faite. Enfin, nous avons montré, dans la dernière partie, comment l'utilisation conjointe de l'effet Pockels et de l'effet photoréfractif peut conduire à la réalisation de guides d'onde. Les différents mécanismes mis en jeu, résumés sur la Figure 2.3 sont les suivants :

- initialement le cristal possède un indice de réfraction n_0 ;
- en appliquant un champ électrique E_0 suivant l'axe $\vec{c}$, par effet Pockels et à cause de la valeur négative du coefficient électro-optique r_{33} mis en jeu, l'indice du cristal est uniformément diminué ;
- enfin par ajout d'une illumination latérale, dû à l'effet photoréfractif le champ électrique dans les zones illuminées est fortement réduit. On obtient ainsi, un profil d'indice reproduisant le profil de l'illumination latérale ;
- l'ajout d'une illumination de fond homogène permet une meilleur définition des bords du guide.

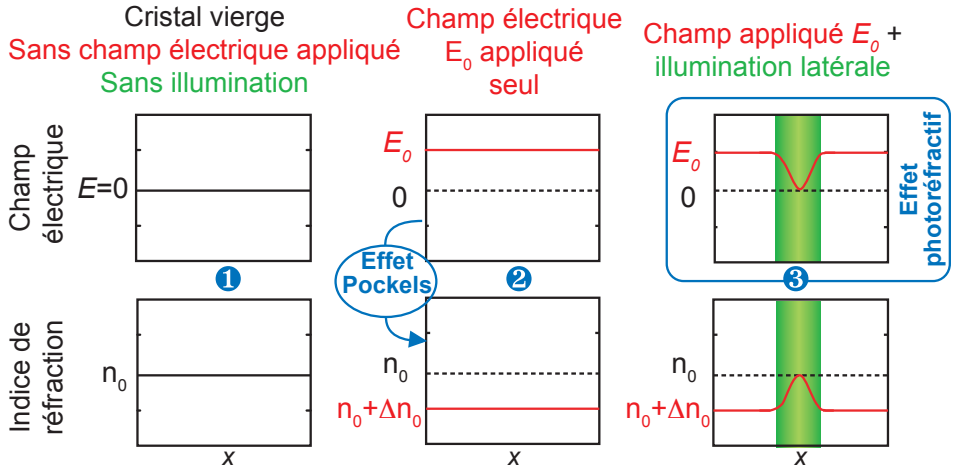


FIGURE 2.3 – Représentation schématique résumant les mécanismes aboutissants à la création d'un guide par la technique d'illumination latérale.

Chapitre 3

Technique d'inscription de structures photo-induites

Après avoir vu des rappels sur l'optique guidée ainsi que sur l'optique non-linéaire au cours des deux précédents chapitres, ce chapitre a pour but de présenter la technique expérimentale utilisée pour la réalisation des structures optiques. Ainsi, dans la première partie, après une brève introduction rappelant les techniques utilisées conventionnellement pour la réalisation des guides d'onde, la description du cristal utilisé et du montage expérimental seront faites. Puis, la seconde partie du chapitre présentera les résultats expérimentaux obtenus avec la réalisation de réseaux de guides. L'étude de ces résultats permettra de valider la technique pour la réalisation de structures plus complexes, comme celles réalisées dans les chapitres 4 et 5.

Sommaire

3.1 Introduction 55
3.2 La technique d'illumination latérale 56
3.2.1 Description du cristal de niobate de strontium baryum (SBN) 56
3.2.1.1 Méthodes de croissance 57
3.2.1.2 Structure cristalline 58
3.2.1.3 Cristaux utilisés 59
3.2.2 Montage expérimental 60
3.2.2.1 Le modulateur spatial de lumière (SLM) 60
3.2.2.2 Description générale du montage 62
3.3 Réalisations expérimentales 63
3.3.1 Mesure expérimentale du contraste d'indice et détermination de la constante de couplage 64
3.3.1.1 Mesure du contraste d'indice 64
3.3.1.2 Mesure de la constante de couplage effective . . 66
3.3.2 Réseaux périodiques 67
3.3.2.1 Influence de la périodicité 67
3.3.2.2 Influence du contraste d'indice Δn 69
3.3.3 Insertion de défauts 72
3.3.4 Réseaux à contraste d'indice variable 74
3.4 Conclusions et perspectives 77

3.1 Introduction

Hormis les fibres optiques qui sont réalisées le plus souvent par tirage, les guides d'ondes conçus pour des applications dans le domaine de l'opto-électronique et des télécommunications ou dans le domaine de la recherche, sont réalisés le plus souvent par des techniques physico-chimiques. Deux catégories sont alors à discerner : les techniques de dépôt et les techniques de substitution.

Les techniques de dépôts sont basées sur le dépôt d'une couche mince sur un substrat d'indice plus faible. Il existe différentes techniques de dépôts qui sont largement présentées dans la littérature [18,120]. On peut néanmoins citer le dépôt en phase vapeur (CVD) [121] et la méthode sol-gel [122] principalement utilisés.

Les techniques de substitutions sont, quant à elles, basées sur l'introduction de dopant dans un substrat, faisant ainsi varier son indice de réfraction. Différentes techniques de substitutions existent parmi lesquelles on peut citer l'implantation ionique [123,124], l'échange d'ions [125,126], de protons [127,128] ou encore la diffusion. Dans ce dernier cas, l'un des substrats principalement utilisé est le niobate de lithium ($LiNbO_3$) dans lequel est introduit, par diffusion, du titane [129]. Le contraste d'indice des guides obtenu par diffusion est important et peut atteindre 10^{-2}. Toutes ces techniques demandent un processus technologique complexe et lourd à mettre en oeuvre. Aussi d'autres techniques alternatives sont recherchées pour réaliser des

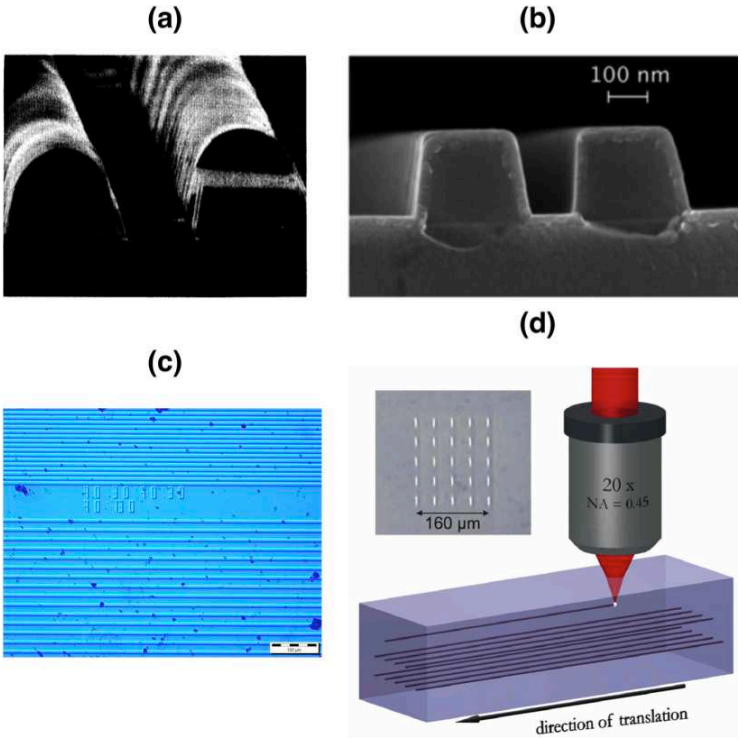


FIGURE 3.1 – Différents guides obtenus ; (a,b) par dépôt de couches minces [118,119], (c) par diffusion titane dans du niobate de lithium, et (d) par inscription laser femtoseconde [6].

structures guidantes plus facilement et rapidement ; la photo-induction apparait comme une technique de choix.

Le premier processus de photo-induction de guides d'ondes est basé sur l'inscription par un laser femtoseconde, et est décrit en détails dans les références [6, 130]. Cette technique est cependant utilisée exclusivement dans le domaine de la recherche. Le faisceau d'un laser femtoseconde est focalisé à l'intérieur d'un matériau de la famille des verres. Dans la région focalisée, le faisceau laser est absorbé et crée un micro-plasma, engendrant à son tour une modification permanente de l'indice de réfraction du matériau. Cette technique permet la réalisation de structures à géométries particulières, composées par exemple de guides courbés, difficilement réalisable avec les techniques physico-chimiques. La variation d'indice obtenue dans ce cas est de l'ordre de $\Delta n \approx 10^{-3}$. La Figure 3.1, présente des guides obtenus avec quelques unes des techniques présentées.

Cependant, toutes les techniques précédemment citées (physico-chimique ou par laser femtoseconde) ont l'inconvénient de conduire à des structures statiques et très difficilement modifiables. De plus elles nécessitent l'utilisation d'un nouvel échantillon, différent, pour chaque nouvelle structure et donc l'utilisation d'un nouveau substrat/cristal ce qui peut être un frein dans les recherches. La technique que nous utilisons dans le cadre de cette thèse est également une technique de photo-induction que nous appellerons technique d'illumination latérale. Elle vise à guider la lumière par la lumière, comme nous en avons vu le principe théorique au chapitre précédent. Les structures sont obtenues par une illumination latérale, produite par un faisceau de contrôle, d'un cristal possédant des propriétés photoréfractives et soumis à un champ électrique. La variation d'indice est obtenue conjointement par l'effet Pockels et l'effet photoréfractif décrits précédemment (voir chapitre 2, paragraphe 2.3). Ainsi les propriétés de la structure dépendent directement de la valeur du champ électrique appliqué ainsi que de la géométrie et de l'intensité de l'illumination de contrôle. Comme nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre, cette technique permet de créer, au sein du même cristal, différentes structures à la suite simplement en modifiant la géométrie de l'illumination. Par ailleurs, cette technique a déjà fait ses preuves dans la réalisation de guides d'ondes planaires [117, 131] et canaux [132].

3.2 La technique d'illumination latérale

Dans un premier temps les propriétés générales du cristal utilisé seront données. Puis, dans un deuxième temps, la technique d'illumination latérale sera expliquée en détails.

3.2.1 Description du cristal de niobate de strontium baryum (SBN)

Le niobate de strontium baryum, de formule chimique $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$, est souvent abrégé dans la littérature par SBN:x% où x désigne la fraction de strontium présente dans le composé. C'est un matériau très utilisé pour la recherche. Ainsi, dû à ses nombreuses propriétés électro-optiques, piézoélectriques, pyroélectriques ou photoréfractives [133, 134], il est utile pour la modulation électro-optique [135], le

mélange à deux ondes et la conjugaison de phase [136], la génération de second harmonique [137] ou les systèmes de stockage holographique [95]. Il est également utilisé pour la génération de solitons photoréfractifs [138, 139].

3.2.1.1 Méthodes de croissance

Différentes méthodes de croissance permettent l'obtention de cristaux de SBN, parmi lesquelles on peut citer la technique Bridgman [141], Czochralski [140] ou Stepanov [142,143]. Néanmoins les méthodes Czochralski et Stepanov sont les plus répandues. Dans le cas de la technique Czochralski, la croissance s'effectue à partir d'un mélange de poudres de $BaCO_3$, $SrCO_3$, et de Nb_2O_5 dans un creuset en platine porté à température. Puis, un embryon de cristal de SBN possédant la même fraction x que le mélange de poudres, est trempé à son extrémité dans le mélange puis retiré tout doucement avec un mouvement de rotation. En se refroidissant, le mélange suit ainsi l'organisation cristalline de l'embryon de départ. Le cristal ainsi formé croît selon l'axe $\vec{c}$ de façon cylindrique. Les vitesses de tirage couramment utilisées avec ce type de technique sont de l'ordre de 0.4-0.8 mm/h. La technique Stepanov dérive de la méthode Czochralski. Elle se différencie de cette dernière par l'ajout d'une filière dans la bain fondu du mélange. La filière possède un ou plusieurs éléments capillaires qui ont pour but de faire remonter le liquide à son sommet. Après contact d'un germe monocristallin avec la phase liquide présente au sommet de la filière, il s'établit un ménisque liquide qui met en jeu les conditions de mouillage et de tension superficielle du couple matériau de filière / germe monocristallin. La forme du sommet de la filière est ainsi imposée au liquide qui se refroidit lors du déplacement du germe dans le gradient thermique.

Afin d'augmenter les propriétés photoréfractives du SBN, des dopants peuvent être ajoutés au mélange de départ comme par exemple du chrome (Cr) , ou des terres

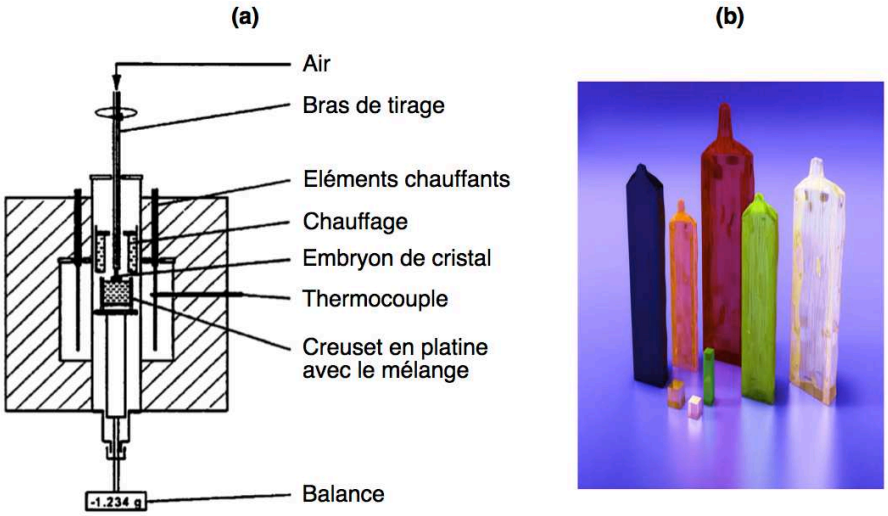


FIGURE 3.2 – (a) Schéma de principe de la méthode Czochralski [140], et (b) exemples de cristaux de SBN (source : Altechna CO. Ltd.).

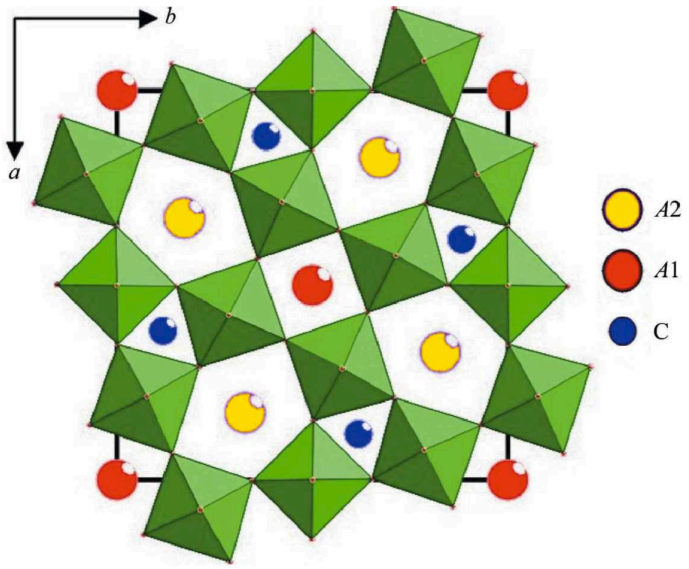


FIGURE 3.3 – Structure d'une maille cristalline de type bronze de tungstène quadratique selon l'axe $\vec{c}$ auquel appartient le SBN. [146]

rares [144], comme du Cérium (Ce), ce qui a pour effet d'augmenter de 4 ordres sa sensibilité photoréfractive [145]. La Figure 3.2 présente un schéma de principe de la méthode Czochralski ainsi que différents cristaux de SBN obtenus par cette méthode de croissance.

3.2.1.2 Structure cristalline

A température ambiante, le SBN est un matériau ferroélectrique, de symétrie $4mm$. Il possède deux indices différents : un indice ordinaire (n_o) et un indice extraordinaire (n_e). Sa biréfringence ($\Delta n = n_e - n_o$) est négative. Lorsque la fraction x est telle que $0.32 \leq x \leq 0.82$, le SBN cristallise selon la forme bronze de Tungstène quadratique (TTB) [140]. Une projection de la maille cristalline selon l'axe $\vec{c}$ est donnée sur la Figure 3.3. Les sites A_1 sont occupés uniquement par les atomes de Strontium alors que les sites A_2 peuvent être occupés par les atomes de Strontium ou de Baryum. La structure est construite autour d'octaèdres (en vert sur la Figure 3.3) correspondant aux Nb_2O_6. Les cristaux de SBN utilisés pour des applications en optique ont en général une fraction de strontium égale à 0.61 ou 0.75.

De part la symétrie $4mm$, le SBN possède un tenseur électro-optique à contrainte nulle égal à :

$$r = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

TABLE 3.1 – Paramètres physiques du SBN:61.

		Références
Constante diélectrique	$\varepsilon_{33} = 800$	[144]
Coefficients électro-optiques	$r_{33} = 235$pm/V	[147]
(mesurés à 514 nm)	$r_{13} = 47$ pm/V	
Coefficient piézoélectrique d_{13}	$24,6$ pm/V	[147]
Température de transition de phase T_c	81°C	[148]
Indices de réfraction	$n_e = 2.2953$	[149]
(mesurés à 633 nm)	$n_o = 2.3116$	

Le coefficient électro-optique le plus élevé est r_{33}, il est environ cinq fois supérieur à r_{13}. Ainsi, pour la réalisation expérimentales des structures photo-induite, c'est le coefficient r_{33} qui a été utilisé. De même, les coefficients du SBN:75 sont plus élevés que ceux du SBN:61. La raison principale est la différence des températures de transition de la phase ferroélectrique à la phase paraélectrique entre les deux compositions (83°C pour le SBN:61 et 48°C pour le SBN:75). Cependant, en raison de la complexité de réalisation sur de grandes longueurs de SBN:75, nous avons travaillé avec du SBN:61. Le tableau 3.1 résume quelques unes de ses propriétés physiques.

3.2.1.3 Cristaux utilisés

Pour nos réalisations expérimentales nous avons utilisés deux cristaux de SBN de fractions x très proches, de tailles différentes et dopés au cérium. Leurs paramètres sont résumés dans le tableau 3.2. Pour plus de simplicité le cristal le plus long sera appelé SBN long et le cristal court, SBN court. Une photographie de chaque cristal sur leur porte échantillon est rapportée sur la Figure 3.4.

L'échantillon SBN court est pourvu d'électrodes semi-transparentes de 17 nm d'épaisseur, composées d'une couche de chrome de 3 nm d'épaisseur et d'une couche d'or de 14 nm. Due à sa meilleure adhérence, la couche de chrome joue le rôle d'interface pour la couche d'or. Ces électrodes permettent ainsi de créer des guides d'onde avec un confinement dans les deux dimensions [132].

L'échantillon SBN long est quant à lui pourvu d'électrodes en graphite permettant uniquement la réalisation de structures confinées dans une seule dimension. Néanmoins, il permet une longueur de propagation plus importante ce qui est un atout dans l'étude des phénomènes de couplage.

De part leurs fractions de strontium/baryum ainsi que leur taux de dopage,

TABLE 3.2 – Paramètres des cristaux de SBN utilisés dans les expériences.

Composition	Dopage	Dimensions a x b x c [mm^3]	Électrodes $\perp$ c	Dénomination
SBN:60	Ce : 0,002 mol %	10 x 5 x 5	Au + Cr	SBN court
SBN:61	Ce : 0,002 mol%	5 x 23 x 5	Graphite	SBN long

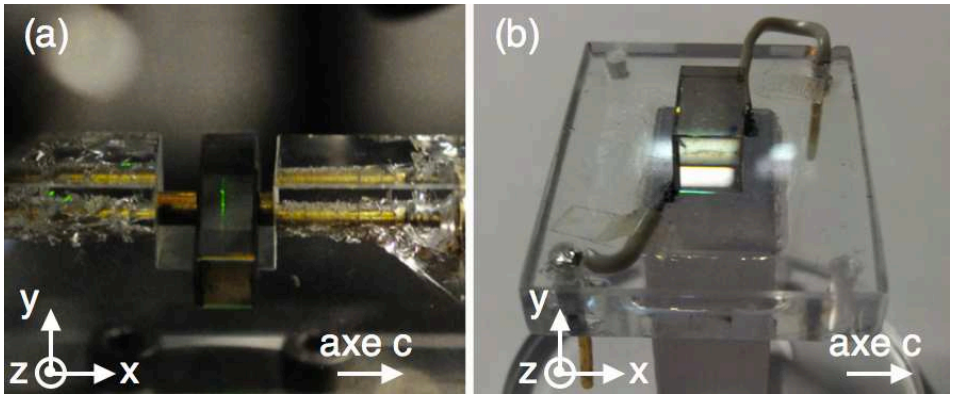


FIGURE 3.4 – Photographies des cristaux de SBN (a) long et (b) court sur leurs porte-échantillons.

ces deux cristaux engendrent des dynamiques de formation assez lentes (quelques secondes). Ainsi, si de tels cristaux sont à proscrire pour des applications nécessitant un temps de réponse rapide, ils sont en revanche très intéressants pour comprendre les mécanismes ainsi que la dynamique de formation des structures, qu'il est alors possible de suivre facilement en temps réel.

3.2.2 Montage expérimental

Cette partie a pour but de présenter le montage expérimental utilisé pour la photo-inscription de structures par la technique d'illumination latérale et dont le processus physique a été donné au chapitre 2, paragraphe 2.3.

3.2.2.1 Le modulateur spatial de lumière (SLM)

L'élément clé du montage est le modulateur spatial de lumière (SLM) de marque Holoeye^{TM} LC-R 1080, travaillant en réflexion. En effet, c'est cet élément qui permet de mettre en forme le faisceau. Il est composé d'une cellule à cristaux liquides nématiques. La taille de la cellule est de 16.39 x 10.56 mm composé de 1920x1200 pixels soit une résolution de 8.1 µm par pixels. Le SLM est également relié à un ordinateur d'où il est possible d'envoyer une image qui est ensuite inscrite dans le faisceau laser. La Figure 3.5 donne une représentation du SLM (Figure 3.5(a)), deux exemples d'image représentant un guide (Figure 3.5(b)) et une structure de réseau de guides (Figure 3.5(c)) ainsi que le faisceau laser avant (Figure 3.5(d)) et après réflexion (Figure 3.5(e)) sur le SLM, dans le cas où l'image de la Figure 3.5(b) est envoyée.

Initialement tous les cristaux liquides sont orientés selon la même direction. Puis, par action d'un champ électrique il est possible de faire pivoter certains cristaux liquides. Le degré de rotation dépend de la valeur du champ électrique appliqué. La variation d'orientation des cristaux liquides induit une variation de la polarisation du faisceau laser réfléchi, dépendant elle aussi du degré de rotation des cristaux liquides. Ainsi, en pivotant, les cristaux liquides de la cellule modifient la polarisation

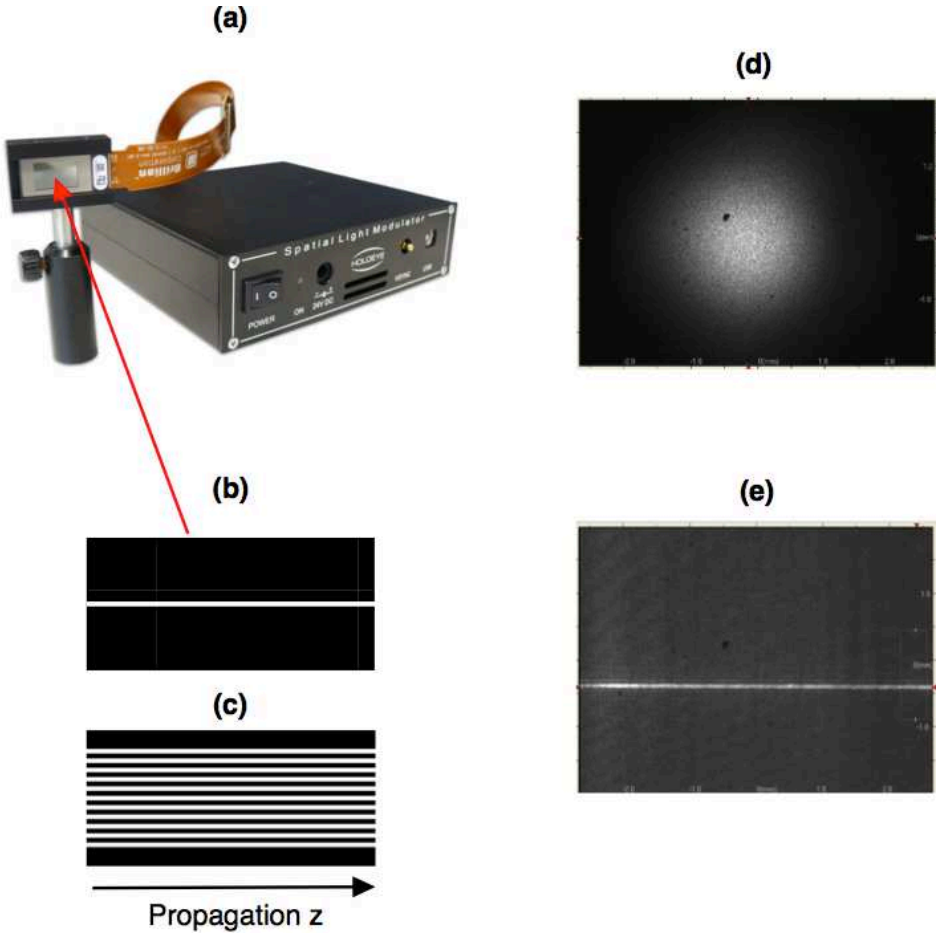


FIGURE 3.5 – (a) : Photographie du SLM de utilisé, exemple d'image envoyé au SLM pour l'inscription (b) d'un guide plan et (c) d'un réseau de guides plans, (d) : image du faisceau de contrôle prise par une camera CCD avant le SLM et (e) au niveau du cristal dans le cas ou une image similaire à (b) a été envoyée au SLM. Il est à noter que l'échelle est différente entre l'image (d) et (e).

du faisceau réfléchi en accord avec la structure envoyée au SLM. Le changement maximal de polarisation du faisceau est obtenu pour une zone blanche de l'image alors qu'une zone noire n'entraine pas de modification. En réalisant une conversion de la variation de polarisation en variation d'intensité, on obtient un faisceau dont le front d'onde reproduit la géométrie de l'image envoyée au SLM. Par les processus qui ont été décrits dans le chapitre 2 paragraphe 2.3, la géométrie du faisceau est ensuite inscrite dans le cristal, réalisant ainsi la structure désirée. Le SLM permet une très grande liberté et une grande reconfigurabilité des structures inscrites, puisqu'il suffit de créer l'image de la structure voulue pour qu'elle soit inscrite dans le cristal.

3.2.2.2 Description générale du montage

Le montage expérimental de la technique d'illumination latérale est donné schématiquement sur la Figure 3.6. Il comporte deux bras distincts. Le premier, composé du faisceau de contrôle sert à inscrire les structures tandis que le deuxième composé d'un faisceau sonde de très faible intensité sert uniquement à sonder la structure photo-induite.

Le faisceau de contrôle est issu d'un laser Nd : YAG doublé à 532 nm de polarisation rectiligne verticale. Après épuration par un filtre spatial et agrandissement par un système afocal, il est incident sur un diviseur de faisceau polarisant positionné de telle sorte à transmettre les polarisations verticales et réfléchir les polarisations horizontales. Ainsi la majeure partie du faisceau est incidente sur le SLM et réfléchie. Comme décrit dans le paragraphe précédent, la polarisation du faisceau réfléchi est modifiée en accord avec l'image envoyée au SLM. La variation de polarisation est ensuite convertie en variation d'intensité par le diviseur de faisceau polarisant, réfléchissant vers le cristal les parties du faisceau dont la polarisation à été modifiée. Le faisceau de contrôle est ensuite imagé sur la face supérieure du cristal de SBN grâce à deux lentilles cylindriques croisées.

La première lentille cylindrique est utilisée en position verticale et permet d'adapter le faisceau à la longueur du cristal. La deuxième lentille cylindrique est utilisée en position horizontale et fixe la dimension transverse de la structure dans le cristal. Le coefficient d'imagerie permet d'obtenir la relation entre la dimension transverse de l'image envoyé au SLM et la taille correspondante sur le cristal. Dans notre cas et compte tenu de la valeur de la focale, on obtient :

$$1 \text{ pixel}_{\text{ SLM}} = 1.2 \text{ µm}_{\text{ cristal suivant } x} \, . \tag{3.2}$$

La géométrie de l'illumination de contrôle est ensuite inscrite dans le cristal de SBN soumis à un champ électrique et une illumination de fond, suivant les processus décrit dans le chapitre 2 paragraphe 2.3. L'illumination de fond est obtenue à l'aide d'une lumière blanche de type halogène associée à un variateur permettant de régler son intensité suivant différents niveaux reproductibles. De plus, la lampe possède une sortie fibrée large ce qui permet une bonne illumination homogène du cristal. Comme il a été montré auparavant, l'illumination de fond permet d'obtenir une meilleure définition des bords du guide.

Le faisceau sonde, quant à lui, peut être de deux longueurs d'onde différentes. Ceci afin de pouvoir démontrer le caractère achromatique de certaines des structures réalisées (voir chapitre 4). La première radiation est obtenue par un laser He-Ne à une longueur d'onde de 633 nm, la deuxième est issue d'un laser à semi conducteur et possède une longueur d'onde de 850 nm.Toutes les deux sont polarisées parallèlement à l'axe $\vec{c}$, de façon à utiliser le coefficient électro-optique r_{33} du SBN qui est le plus important. Le faisceau sonde traverse un interféromètre de Mach-Zehnder afin de réaliser des mesures interférométriques sur les structures et notamment avoir une indication sur le contraste d'indice des structures réalisées (voir paragraphe 3.3.1). Ainsi, le faisceau sonde est divisé en deux, une partie se propage librement dans l'air l'autre partie est couplée dans la structure photo-induite grâce à un objectif de microscope. Enfin les deux parties du faisceau se recombinent après la sortie du

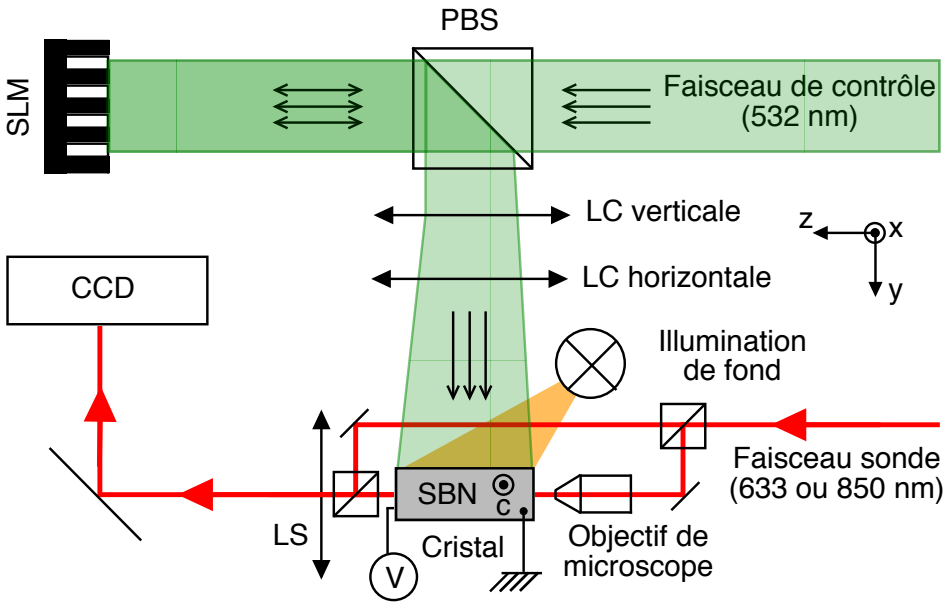


FIGURE 3.6 – Schéma simplifié du montage expérimental illustrant la technique d'illumination latérale. LC et LS sont respectivement des lentilles cylindriques et sphériques. PBS désigne un diviseur de faisceau polarisant (Polarizing Beam Splitter) tandis que SLM désigne le modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator).

cristal. Afin de pouvoir visualiser la répartition d'intensité à la sortie des structures, une imagerie de la face de sortie du cristal est réalisée sur une camera CCD (charge-coupled device) grâce à une lentille sphérique. Le rapport d'imagerie (vérifié à l'aide d'une mire de résolution) est :

$$1 \text{ pixel }_{\text{CCD}} = 0.73 \text{ µm}_{cristal}. \tag{3.3}$$

3.3 Réalisations expérimentales

Dans cette partie, quelques structures réalisées expérimentalement seront données. Le cas des guides uniques planaires et canaux ne sera pas abordé puisqu'ils ont déjà fait l'objet de nombreuses études et notamment d'une thèse précédente au laboratoire [7]. Néanmoins, l'étude de la dynamique de formation a été étudiée et sera donnée en annexe B. Le premier paragraphe, est une discussion autour de la mesure effective du contraste d'indice des structures ainsi que de la constante de couplage. Ensuite, des réseaux de guides planaires de périodicités et contrastes d'indice différents seront photo-inscrits. Les cas où le réseau comporte un défaut ainsi que le cas d'une modulation constante ou graduelle de l'indice de réfraction sont également étudiés. Les résultats obtenus sont comparés à ceux attendus par la théorie et les simulations. Ces résultats préliminaires permettront de valider la technique d'illumination latérale pour la réalisation de structures optiques démontrant des analogies avec la mécanique quantique (voir chapitres 4 et 5).

3.3.1 Mesure expérimentale du contraste d'indice et détermination de la constante de couplage

Comme nous l'avons étudié théoriquement, la technique d'illumination latérale permet de réaliser des guides. Cependant avant de pouvoir étudier la propagation d'une onde lumineuse dans la structure réalisée, il convient de pouvoir mesurer expérimentalement les différents paramètres des structures. Aussi il est primordial de pouvoir mesurer expérimentalement le contraste d'indice engendré ainsi que les constantes de couplage des réseaux inscrits.

3.3.1.1 Mesure du contraste d'indice

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2 dans la partie donnant les processus physiques liés à l'inscription des guides (§ 2.3), le contraste d'indice effectif de la structure est égal à la différence d'indice entre les zones illuminées et les zones sombres. Nous avons vu que cette différence dépend de plusieurs paramètres :

- du champ électrique appliqué au cristal E_0. Néanmoins, le champ à l'intérieur du cristal peut différer du champ appliqué à cause du phénomène d'écrantage des charges ;
- de l'intensité du faisceau de contrôle dans le cristal. En effet, la réduction de champ électrique dans les zones illuminées (liée à l'effet photoréfractif) dépend de l'intensité du faisceau de contrôle ;
- de l'intensité de l'illumination de fond. En effet, nous avons montré que le contraste d'indice dépend également de ce paramètre qui est très difficile à mesurer.

De plus une mesure précise du contraste d'indice est essentielle pour pouvoir obtenir une estimation précise des constantes de couplage.

Ainsi, afin d'obtenir une mesure expérimentale du contraste d'indices, nous avons effectué des mesures interférométriques à l'aide de l'interféromètre de Mach-Zehnder présent sur le parcours du faisceau sonde. La Figure 3.7 montre un exemple d'interférogramme obtenu avec et sans structure inscrite. Pour obtenir, le contraste d'indice de la structure il faut compter le décalage de franges lors de l'établissement des guides, facilité ici par une dynamique lente de l'effet photoréfractif dans notre échantillon. Il est alors ensuite possible de remonter au déphasage induit et ainsi à la différence d'indice. Ainsi expérimentalement, nous avons pu obtenir des contrastes d'indice jusqu'à quelques 10^{-4}.

De plus, nous avons montré au paragraphe précédent que l'intensité du faisceau de contrôle incident sur le cristal peut être modifiée en changeant le niveau de gris sur l'image envoyée au SLM. Par des mesures interférométriques similaires, nous avons ainsi pu caractériser le contraste d'indice obtenu en fonction du niveau de gris de l'image envoyée. Néanmoins, il est à noter que la courbe de calibration obtenue (Figure 3.8) n'est valable que pour une intensité particulière du faisceau de contrôle incidente sur le SLM ainsi que de l'intensité de fond. Ainsi, l'intensité en sortie du laser utilisée pour cette courbe de calibration particulière sera identique à celle

utilisée dans les chapitres 4 et 5. Néanmoins elle est différente de celle utilisée dans les expériences données dans la suite de ce chapitre, pour des raisons pratiques.

Nous pouvons ainsi observer que dans une certaine gamme, une variation linéaire du niveau de gris sur les images envoyées au SLM entraine une variation linéaire du contraste d'indice obtenu.

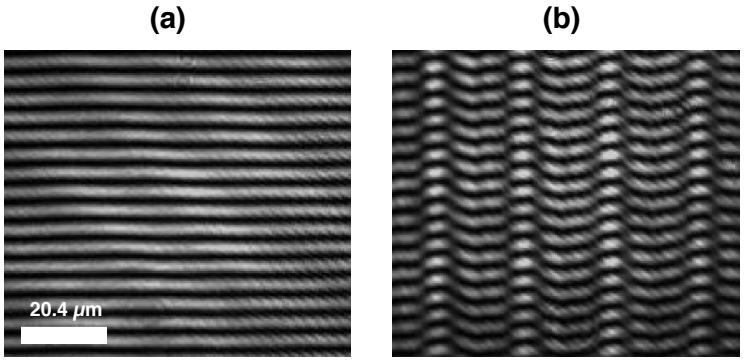


FIGURE 3.7 – (a) Interférogramme de référence et (b) interférogramme obtenu en inscrivant un réseau. En suivant le décalage des franges lors de la formation, on obtient une valeur pour le contraste d'indice engendré dans la structure.

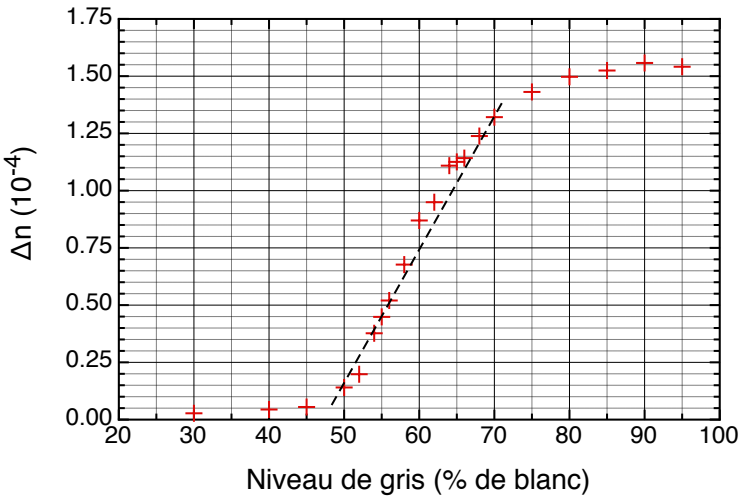


FIGURE 3.8 – Courbe de calibration donnant le contraste d'indice engendré en fonction du niveau de gris de l'image envoyée au SLM pour une puissance en sortie du laser particulière de 120 mW.

3.3.1.2 Mesure de la constante de couplage effective

Une fois que le contraste d'indice est connu avec précision, la constante de couplage peut être calculée à partir de l'éq. (1.37) de la théorie des modes couplés. Il faut alors que les approximations de cette théorie soient respectées et notamment le fait de pouvoir négliger l'influence des seconds voisins et au-delà sur le couplage. Or, dans la plage des contrastes d'indice qu'il est possible d'atteindre expérimentalement ainsi que suivant la périodicité des réseaux, cette approximation n'est pas toujours valable.

En effet, la Figure 3.9 présente le couplage obtenu avec des simulations BPM le long de la propagation, dans le cas où la structure est composée (a) de deux guides identiques et (b) d'un réseau de 100 guides identiques. Le contraste d'indice est quant à lui le même pour les deux structures et vaut $\Delta n \approx 9 \cdot 10^{-5}$, de même pour la largeur des guides qui est de 7.2 µm et pour l'espace inter-guide qui vaut 2.4 µm. Dans ce cas précis, la constante de couplage mesurée à l'aide de la longueur de couplage est très différentes pour les deux structures. En effet, dans le cas où il y a 2 guides, on a C $\approx$ 3.4 cm^{-1}, et dans le cas où il y a 100 guides, C $\approx$ 9.6 cm^{-1}.

Dès lors, pour ces paramètres et dans le cas du réseau de guides, il est clair que l'effet des seconds voisins sur le couplage ne peut plus être négligé et la théorie des modes couplés ne peut plus être utilisée telle quelle. On s'aperçoit de plus, qu'un très bon indicateur de la valeur de la constante de couplage est le couplage lui-même. Dès lors, en comparant le couplage obtenu expérimentalement lors de la propagation dans un réseau donné avec celui obtenu par calcul avec la théorie des modes couplés pour les mêmes paramètres (contraste d'indice, largeur des guides et périodicité), il est possible d'obtenir une valeur *effective* de la constante de couplage tenant compte de l'influence des voisins plus éloignés.

C'est cette méthode qui sera utilisée afin d'obtenir une valeur effective de la constante de couplage à partir des observations expérimentales. Elle permet d'obtenir des valeurs reflétant réellement le couplage avec une précision d'environ ±10%.

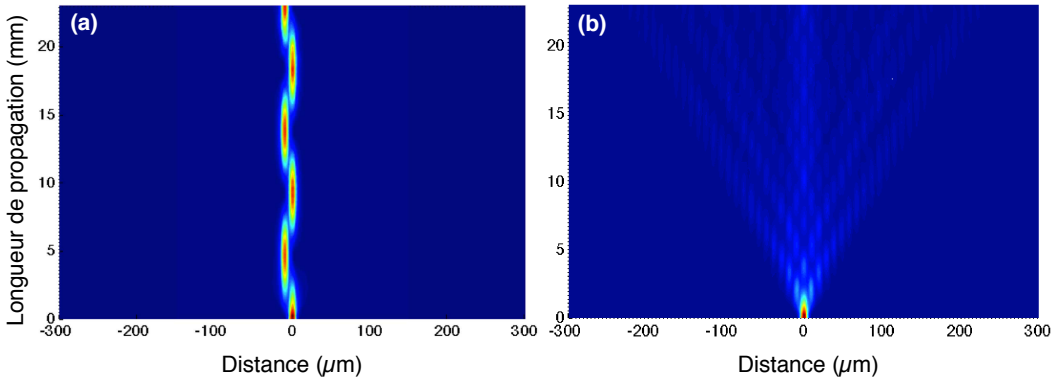


FIGURE 3.9 – Simulation BPM (Beam Propagation Method) de la propagation d'une onde lumineuse dans une structure composée de (a) deux guides et (b) un réseau de 100 guides. Le contraste d'indice vaut $9 \cdot 10^{-5}$, la largeur des guides est de 7.2 µm et l'espace interguide vaut 2.4 µm.

3.3.2 Réseaux périodiques

Au cours de cette partie, des réseaux périodiques sont à l'étude. Nous verrons notamment l'influence de la périodicité et du contraste d'indice sur le couplage. A chaque fois une comparaison entre les résultats expérimentaux et la théorie sera faite. La théorie des modes couplés sera le modèle de référence dans les situations où ses approximations sont vérifiées (voir paragraphe 1.2.2.3). Des simulations numériques de BPM (Beam Propagation Method) pourront conforter ces résultats ou les suppléer dans les cas où les approximations de la théorie des modes couplés ne seront plus valables (notamment lors des expériences sur l'influence du contraste d'indice).

3.3.2.1 Influence de la périodicité

Deux réseaux de périodicités différentes ont été inscrits dans le cristal SBN court de longueur 10 mm. Le contraste d'indice, mesuré interférométriquement comme précisé dans le paragraphe 3.3.1, est égal à $1.2 \cdot 10^{-4}$. Il est le même pour les deux structures et a été obtenu avec un champ appliqué de 3 kV/cm.

Le premier réseau est obtenu, avec une image dont les bandes blanches ont une largeur de 10 pixels et sont espacées de bandes noires également de 10 pixels (Figure 3.10(a)). Pour le second réseau la largeur des bandes blanches est la même et les bandes noires ont cette fois une largeur de 6 pixels (Figure 3.10(b)). Après photo-inscription dans le cristal, le premier réseau possède une périodicité de 24 µm et le deuxième, une périodicité de 19.2 µm. La largeur des guides, identiques pour les deux réseaux, est de 12 µm. Le faisceau sonde utilisé est un laser de longueur d'onde 633 nm couplé initialement dans le guide central. Les réseaux comportent suffisamment de guides pour que l'onde n'atteigne pas les extrémités latérales au cours de la propagation. Les distributions d'intensités ainsi que les images expérimentales obtenues par imagerie de la face de sortie du cristal sur la caméra CCD sont données sur la Figure 3.11. Les intensités obtenues expérimentalement sont normalisées de façon à ce que la somme totale des intensités au centre de chaque guide soit égale à 1 et ainsi pouvoir être comparées aux calculs réalisés avec la théorie des modes couplés

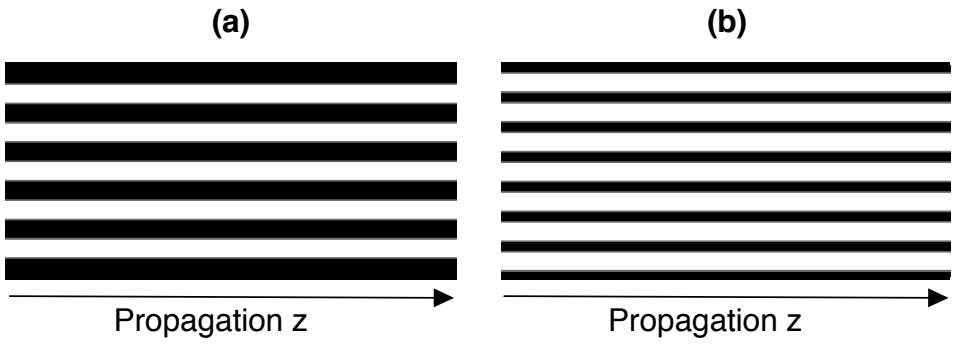


FIGURE 3.10 – Images envoyées au SLM pour la photo-inscription de deux réseaux de périodicité (a) 24 µm et (b) 19.2 µm. Dans les deux cas la largeur des guides est de 12 µm.

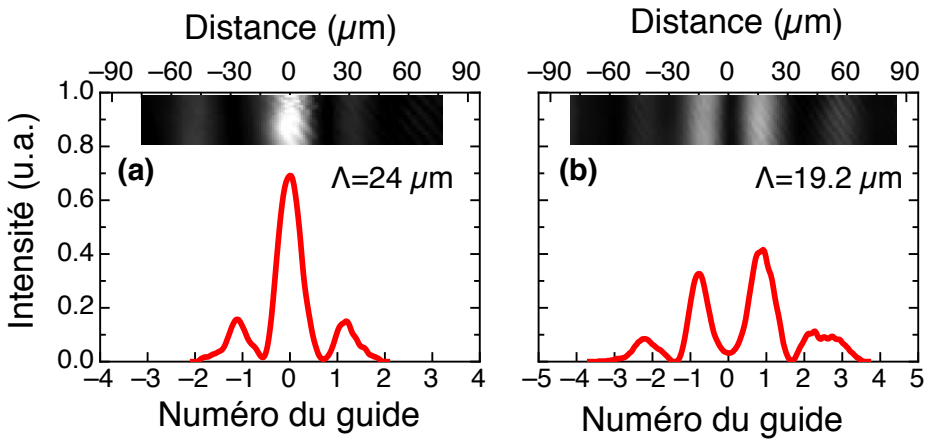


FIGURE 3.11 – Images expérimentales et profils d'intensité correspondants obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal SBN court (propagation de 10 mm) pour un réseau de périodicité (a) Λ =24 μm (b) Λ =19.2 μm avec un contraste d'indice $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$. Les guides ont une largeur de 12 μm. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

(CMT). En effet, comme nous l'avons déjà montré dans le chapitre 1 au sujet de la théorie CMT, l'intensité est discrétisée dans chaque guide suivant une valeur unique correspondant à l'intensité au centre du guide. L'amplitude complète de l'onde peut toutefois être reconstruite en utilisant le formalisme des modes donné également au chapitre 1.

Les constantes de couplages, calculées par la théorie des modes couplés sont : $C = 0.3$ cm^{-1} pour le réseau de période 24 μm et $C = 0.8$ cm^{-1} pour le réseau de période 19.2 μm. Ces valeurs ont été vérifiées à l'aide de la théorie FB qui donne des résultats similaires. Ainsi, des calculs théoriques, par la théorie CMT, peuvent être réalisés. Les résultats obtenus théoriquement sont représentés sur la Figure 3.12. Pour le réseau de plus grande périodicité (Figure 3.11(a)), à cause de l'éloignement des guides combiné à une faible longueur de propagation, pratiquement toute l'intensité, injectée initialement dans le guide central, reste dans ce guide à la sortie du cristal. En diminuant, l'espace inter-guide à 7.2 μm (au lieu de 12 μm), le couplage est favorisé comme en témoigne le profil d'intensité obtenu (Figure 3.11(b)), pour lequel l'intensité initialement dans le guide centrale est couplée dans les guides adjacents. Ces résultats attendus sont confirmés théoriquement par les profils obtenus par la théorie CMT (Figure 3.12) pour lesquels il y a un bon accord qualitatif avec l'expérience.

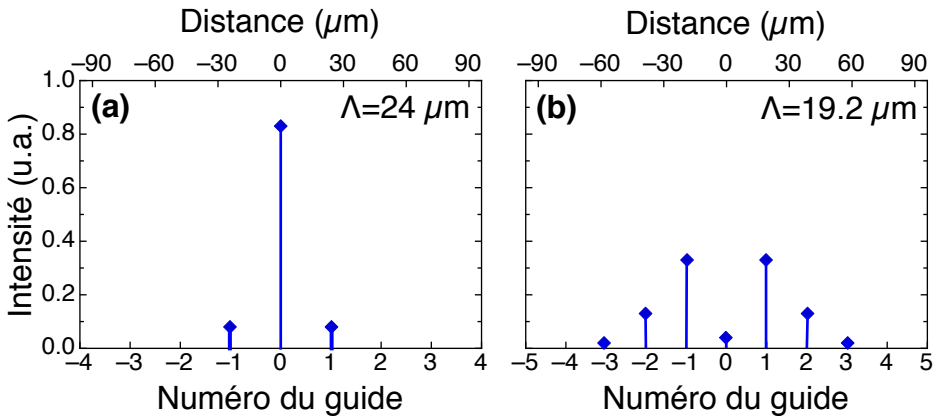


FIGURE 3.12 – Calculs de la répartition finale d'intensité après une propagation de 10 mm, égale à la longueur du cristal SBN court obtenue par la théorie des modes couplés avec (a) $\Lambda = 24$ µm (b) $\Lambda = 19.2$ µm et $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$. L'intensité est discrétisée dans chaque guide. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

3.3.2.2 Influence du contraste d'indice Δn

Comme nous l'avons vu auparavant, le contraste d'indice peut être modifié de différentes façons. Nous avons choisi ici de le modifier en variant l'intensité du faisceau de contrôle. La modification du faisceau de contrôle est obtenue en changeant le niveau de gris des bandes sur les images envoyées au SLM (voir Figure 3.13). La puissance en sortie du laser étant différente, les valeurs du contraste d'indice obtenues pour un niveau de gris donné sont différentes de celles données sur la Figure 3.8, mais le même type de courbe peut être obtenu. La variation sera la même pour tous les guides et homogène sur la propagation afin de conserver un réseau périodique composé de guides identiques. L'étude dans le cas où la variation est graduelle le long de la propagation fera l'objet du paragraphe 3.3.4.

Trois réseaux de périodicité égale à 19.2 µm de contraste d'indice différents sont étudiés. Ils ont été inscrits dans le cristal SBN long offrant une longueur de propagation de 23 mm plus favorable à l'étude des phénomènes de couplage.

L'image de la Figure 3.13(a) correspond à un réseau avec modulation d'indice maximale (100% de blanc dans l'image pour réaliser les guides), identique à celui utilisé dans le paragraphe précédent. Le contraste d'indice obtenu est le même que précédemment soit $1.2 \cdot 10^{-4}$. Ce réseau sera appelé «réseau A». Le deuxième réseau étudié («réseau B», Figure 3.13(b)) est obtenu avec 50% de noir . Le contraste d'indice mesuré est égal à $6 \cdot 10^{-5}$. Enfin, le dernier réseau étudié («réseau C», Figure 3.13(c)) est obtenu avec 95% de noir ce qui correspond à un contraste d'indice de $8 \cdot 10^{-6}$.

Les profils d'intensité ainsi que les images obtenues expérimentalement sont donnés sur la Figure 3.14. Dans le cas du réseau A (Figure 3.14a.), la diffraction à la fin de la propagation s'étend sur 8 guides contre 4 précédemment avec le cristal plus court(Figure 3.11b.) ce qui confirme l'augmentation des phénomènes de couplage avec la distance de propagation, mettant plus en évidence le phénomène de pro-

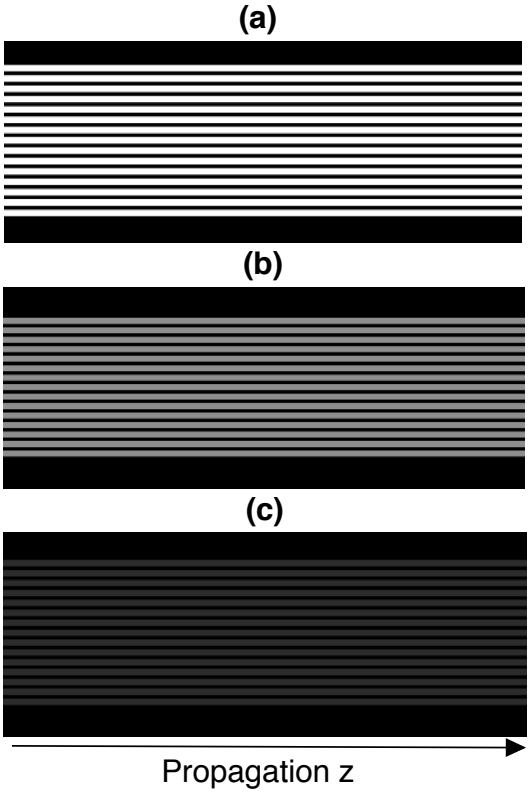


FIGURE 3.13 – Images envoyées au SLM pour la photo-incsription des trois réseaux de période 19.2 µm et de contraste d'indice (a) $1.2 \cdot 10^{-4}$, (b) $6 \cdot 10^{-5}$ et (c) $8 \cdot 10^{-6}$. La variation du contraste d'indice est obtenue par variation du niveau de gris des bandes dans les images envoyées au SLM.

pagation discrète. En diminuant le contraste d'indice à $6 \cdot 10^{-5}$ (réseau B) comme attendu le couplage est également favorisé et la diffraction s'étend sur 12 guides (Figure 3.14b.). Enfin en diminuant encore le contraste d'indice (réseau C, Figure 3.14c.) celui-ci devient trop faible et l'onde n'est plus guidée. La diffraction s'apparente à une diffraction en milieu libre.

Compte tenu du très faible contraste d'indice utilisé notamment pour le réseau C, comme on a pu le remarquer sur le profil obtenu expérimentalement, il n'y a plus de phénomène couplage, l'onde n'étant même plus confinée dans les guides. Aussi dans ce cas, donner une valeur de la constante de couplage même effective n'a pas de sens, pas plus que d'utiliser la théorie des modes couplés pour décrire la propagation. C'est pourquoi nous avons choisi de comparer les résultats avec des simulations BPM[1] qui permettent de simuler la propagation d'un onde dans un réseau même si celui a un très faible contraste d'indice. Cela permet également de pouvoir comparer les résultats obtenus pour les trois réseaux avec des résultats obtenus par la même technique de simulation. Bien évidemment, les paramètres utilisés pour les simulations sont similaires aux paramètres utilisés pour les expériences.

[1] Les simulations par la méthode BPM sont décrites dans l'annexe A.

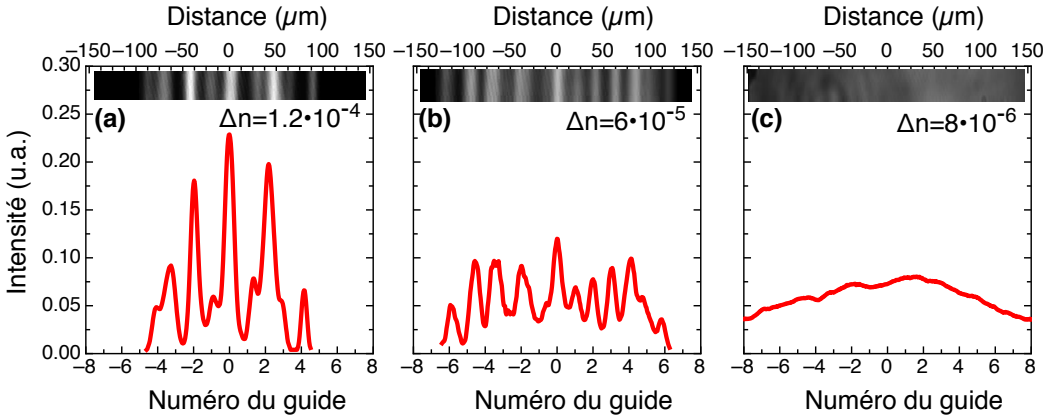


FIGURE 3.14 – Images expérimentales et profils d'intensité correspondants obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal SBN long pour un réseau de périodicité $\Lambda = 19.2$ μm avec un contraste d'indice (a) $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$, (b) $\Delta n = 6 \cdot 10^{-5}$, (c) $\Delta n = 8 \cdot 10^{-6}$. Les guides ont une largeur de 12 μm. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

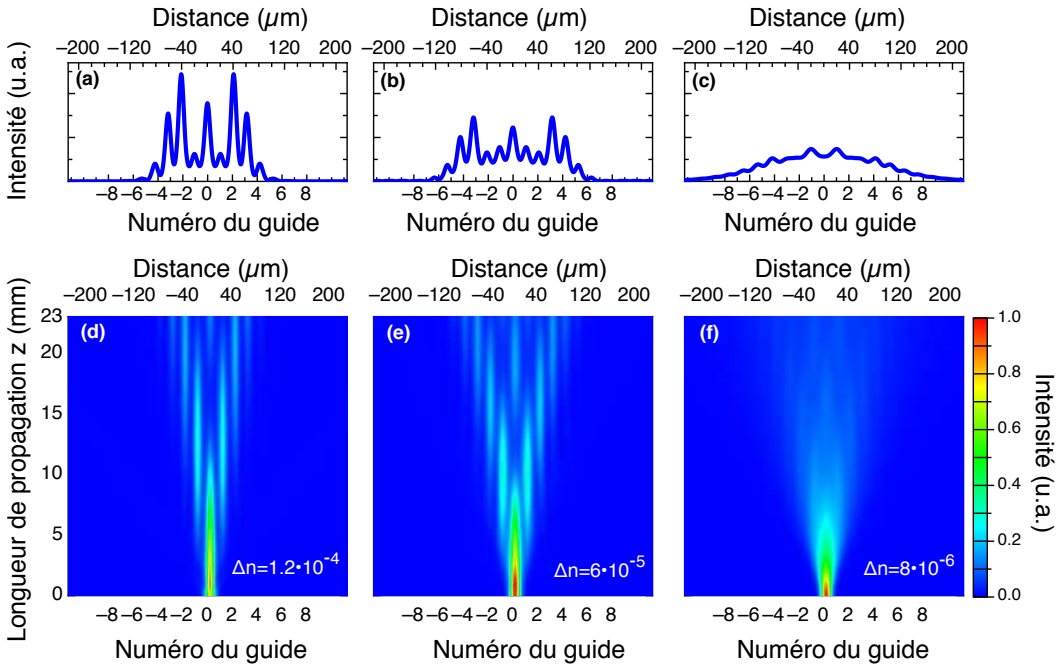


FIGURE 3.15 – Simulations BPM de la propagation d'une onde dans des réseaux de paramètres correspondants à ceux de la Figure 3.14. (a) $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$, (b) $\Delta n = 6 \cdot 10^{-5}$, (c) $\Delta n = 8 \cdot 10^{-6}$. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

Les profils obtenus par simulations ainsi que l'évolution de l'intensité au cours de la propagation sont donnés pour chaque cas sur la Figure 3.15. De manière qualitative mais également quantitative au vu de l'étendue de la diffraction obtenue, les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement. Ainsi, on remarque que l'étendue de la diffraction est faible dans le cas où $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$ (Figure 3.15(a)), correspondant à une onde fortement confinée au cours de la propagation (voir Figure 3.15(d)). Puis, en diminuant le contraste d'indice à $\Delta n = 6 \cdot 10^{-5}$, la diffraction est plus étendue (Figure 3.15 (b) et (e)). Enfin, pour un contraste d'indice trop faible, $\Delta n = 8 \cdot 10^{-6}$, l'onde n'est plus confinée et la diffraction est proche d'une diffraction en milieu libre (Figure 3.15 (c) et (f)) similairement à ce qui a été obtenu expérimentalement.

3.3.3 Insertion de défauts

Au cours de ce paragraphe, nous allons étudier l'effet, sur la propagation, de la présence d'un défaut dans la structure. Le défaut consiste, dans notre cas, à une augmentation de la distance inter-guide uniquement entre le guide central et l'un des deux guides adjacents. Ce type de défaut est qualifié de répulsif car il a pour effet de diminuer localement la constante de couplage. La propagation se fait alors préférentiellement dans l'autre direction. Un tel défaut est très facilement implémentable avec notre technique d'inscription puisqu'il suffit de décaler légèrement une bande blanche par rapport aux autres sur l'image envoyée au SLM.

Dans notre cas, le contraste d'indice est de $1.2 \cdot 10^{-4}$, la largeur des guides est toujours égale à 12 µm avec un espace inter-guide régulier de 7.2 µm conduisant à une constante de couplage régulière de 0.8 cm^{-1}. Le défaut, quant à lui, consiste en une augmentation de la distance inter-guide à 10.8 µm conduisant à une constante de couplage entre ces deux guides uniquement de 0.4 cm^{-1}.

Les images expérimentales ainsi que les profils d'intensité correspondants, obtenus avec ces réseaux, sont donnés sur la Figure 3.16. Ils ont été obtenus avec l'échantillon SBN court, soit une distance de propagation de 10 mm. L'image de gauche (Figure 3.16(a)) correspond au cas où le défaut est à gauche du guide central. Comme attendu la diffraction est favorisée du coté droit. De même, afin d'être sûr que la disymétrie de propagation est bien induite par le défaut dans le réseau, la même expérience est réalisée avec un défaut à droite du guide central (Figure 3.16(c)). La diffraction est alors favorisée du coté opposé. Le profil obtenu dans le cas d'un réseau ne comportant pas de défaut est également donné sur la Figure 3.16(b).

Les valeurs des constantes de couplage calculées par la CMT sont identiques à celles calculées par la théorie FB. Ainsi il est possible de tracer les profils théoriques, en incluant la modification de la constante de couplage entre les deux guides considérés. Les profils obtenus sont donnés sur la Figure 3.17. Un bon accord qualitatif est trouvé avec les profils expérimentaux, puisqu'on observe également une favorisation de la diffraction du coté opposé au défaut. Il est également possible d'insérer un défaut de type attractif en diminuant la distance inter-guide localement. Dans ce cas, nous avons vérifié que la diffraction est favorisée du coté présentant le défaut.

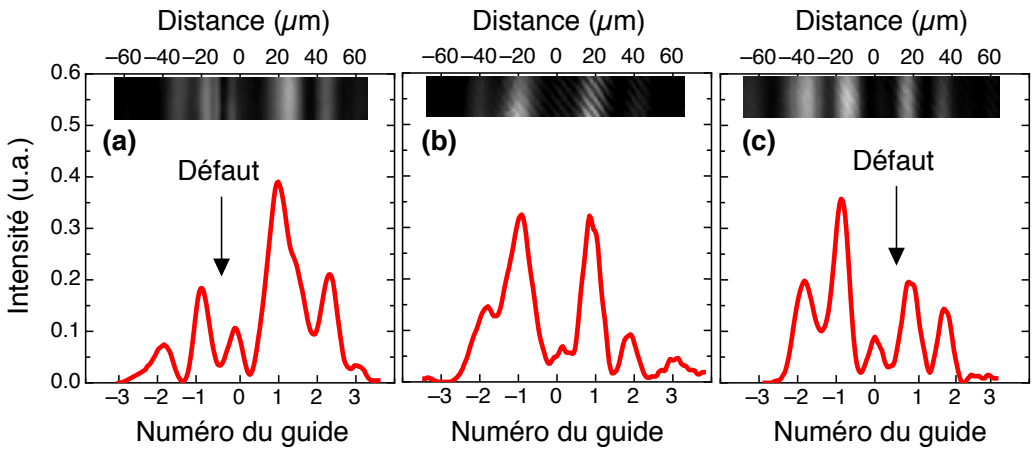


FIGURE 3.16 – Images expérimentales et profils d'intensité correspondants obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal SBN court sur une caméra CCD, pour un réseau comportant un défaut (a) à gauche, (c) à droite. Le défaut est une augmentation de l'espace inter-guide de 7.2 μm à 10.8 μm entre le guide central et le premier guide (respectivement à gauche ou à doite). Le profil obtenu dans le cas d'un réseau sans défaut est donné en (b). La périodicité est de 19.2 μm et le contraste d'indice est $\Delta n = 1.2 \cdot 10^{-4}$. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

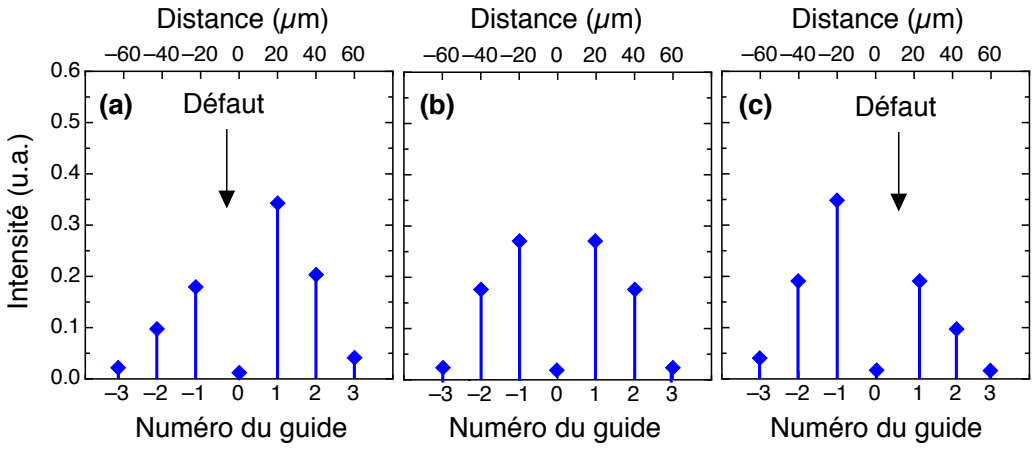


FIGURE 3.17 – Calculs de la répartition finale d'intensité après propagation de 10 mm obtenus par la théorie des modes couplés dans la cas ou le réseau comporte le défaut (a) à gauche, (c) à droite. Le défaut est identique à celui de la Figure expérimentale 3.16, les paramètres du réseau sont également les mêmes. Le cas d'un réseau sans défaut est donné en (b). L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

3.3.4 Réseaux à contraste d'indice variable

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la propagation d'une onde dans un réseau périodique pour lequel le contraste d'indice varie linéairement avec la propagation. Un tel réseau (donné en Figure 3.18) est obtenu en variant graduellement le niveau de gris des bandes sur la longueur de l'image. Le niveau de gris de début est le même que celui de la Figure 3.13(a). correspondant à un contraste d'indice de $1.2 \cdot 10^{-4}$ et celui en fin de cristal est le même que celui de la Figure 3.13(c) correspondant à un contraste d'indice de $8 \cdot 10^{-6}$. La propagation est étudiée d'abord dans le cas où l'onde est injectée dans le guide central dans la zone de faible indice et l'onde voit le contraste d'indice augmenter au cours de la propagation. Dans une seconde expérience, la structure sera « renversée», c'est-à-dire que le faisceau verra d'abord un fort contraste d'indice qui diminuera ensuite au cours de la propagation. Les structures ont été inscrites dans le cristal SBN long offrant une longueur de propagation de 23 mm.

Les images expérimentales ainsi que les profils d'intensité correspondants sont donnés sur la Figure 3.19, pour un indice variant de $1.2 \cdot 10^{-4}$ à $8 \cdot 10^{-6}$ (a) et inversement de $8 \cdot 10^{-6}$ à $1.2 \cdot 10^{-4}$ (b).

Dans le cas (a), on observe une diffraction s'étendant sur 12 guides à la sortie et présentant des maximums d'intensité aux extrémités. De plus, comme on peut le voir sur l'image expérimentale, l'onde est bien confinée sur chacun des guides. Alors que dans le cas (b), la diffraction est plus faible (8 guides seulement) et l'onde est moins bien confinée sur chaque guide. En effet, comme on peut l'observer sur l'image expérimentale, les spots lumineux sont moins bien définis et il est plus difficile de distinguer l'intensité guide par guide.

Ces observations peuvent s'expliquer par le fait que dans le cas (a), l'onde est initialement injectée dans une zone où le contraste d'indice est très faible, aussi la propagation peut s'apparenter à une diffraction en milieu libre, comme celle observée précédemment sur la Figure 3.14(c). Puis, la lumière, qui s'étend alors sur plusieurs guides, subit peu à peu l'effet du contraste d'indice qui augmente, le faisceau devient confiné dans les guides couplés et la diffraction se discrétise. En revanche, dans le cas (b), l'onde est initalement injectée dans une zone où le contraste d'indice est

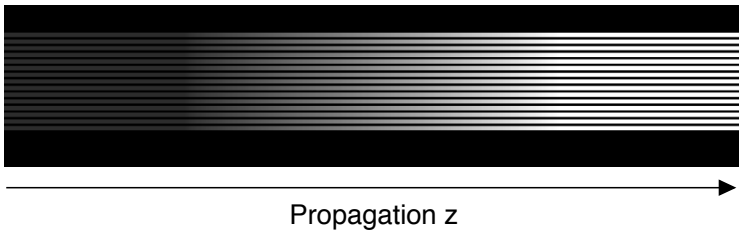


FIGURE 3.18 – Image envoyée au SLM dans le cas d'une variation longitudinale du contraste d'indice. La variation est obtenue par modulation linéaire du niveau de gris des guides. Dans le cas d'une propagation de la gauche vers la droite l'indice varie linéairement de $8 \cdot 10^{-6}$ à $1.2 \cdot 10^{-4}$. La période du réseau est de 19.2 µm et la longueur de propagation est de 23 mm.

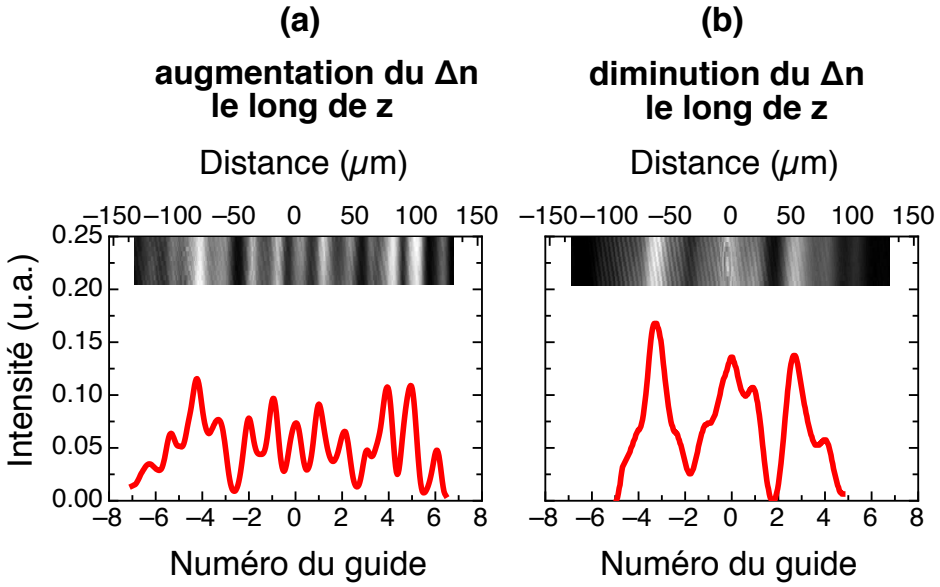


FIGURE 3.19 – Images expérimentales et profils d'intensité en sortie du cristal correspondants à une modulation linéaire longitudinale de Δn passant de (a) $8 \cdot 10^{-6}$ à $1.2 \cdot 10^{-4}$ et (b) de $1.2 \cdot 10^{-4}$ à $8 \cdot 10^{-6}$. La période du réseau de guides est de 19.2 μm. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

important. La diffraction s'effectue alors de manière discrète comme celle obtenue précédemment sur la Figure 3.14(a). Puis, le contraste d'indice diminue petit à petit et l'onde est de moins en moins bien guidée jusqu'à ce que la propagation soit proche de celle en milieu libre. Ceci explique pourquoi, dans ce cas, il est moins aisé de bien repérer les différents guides.

Afin de confirmer ces résultats expérimentaux et pour les mêmes raisons que lors des expériences sur l'influence du contraste d'indice (§3.3.2.2), des simulations de type BPM ont été réalisées et sont données sur la Figure 3.20. Dans le cas d'une augmentation du contraste d'indice, le profil d'intensité final (donné en 3.20(a)) est en bon accord qualitatif avec celui obtenu expérimentalement (Figure 3.19(a)). De plus, en analysant la répartition d'intensité le long de la propagation (Figure 3.20(c)), on remarque bien que la propagation au début de la structure s'apparente à une diffraction en milieu libre (voir Figures 3.15(c) et 3.15(f)). Puis, vers la fin de la structure l'onde devient fortement guidée (voir Figures 3.15(a) et 3.15(d)). Inversement, pour la diminution du contraste d'indice (Figure 3.20(b,d)), l'onde est fortement confinée au début de la propagation, avant d'être de moins en moins guidée. Le profil d'intensité obtenu à la fin de la propagation est lui aussi en bon accord avec celui obtenu expérimentalement.

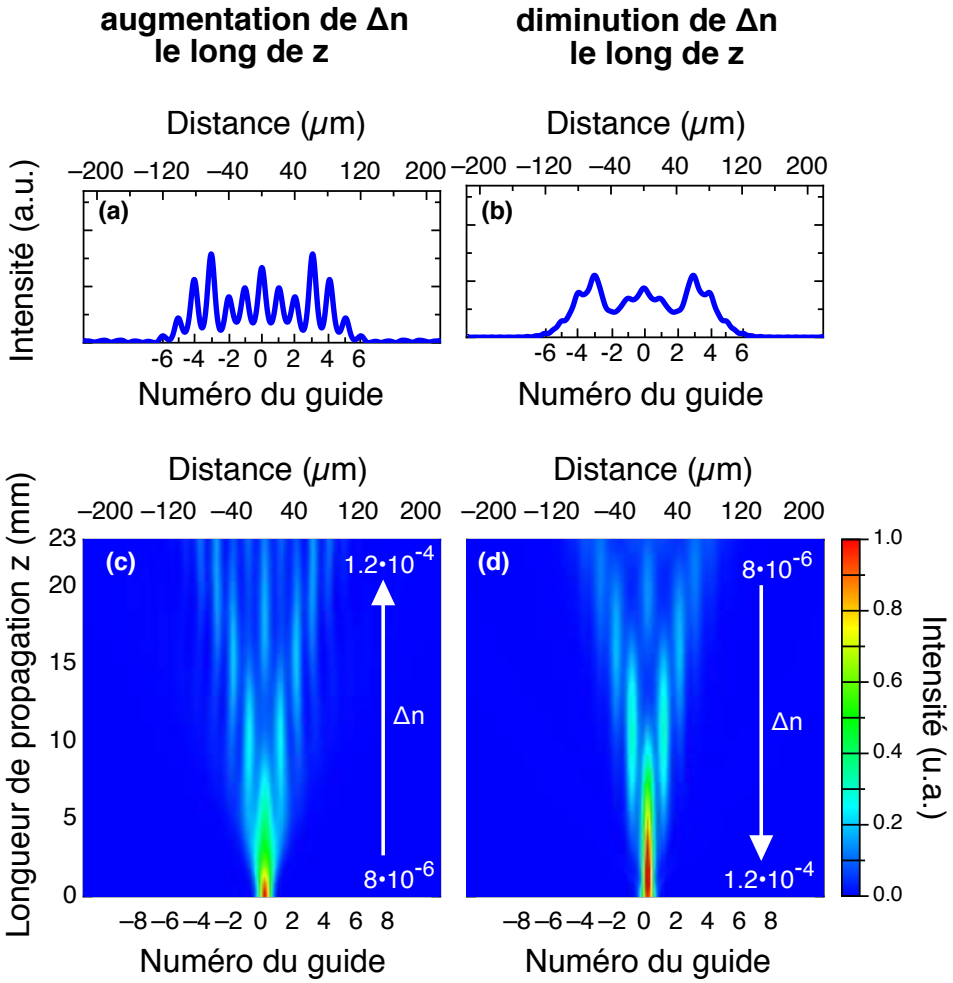


FIGURE 3.20 – Simulations BPM de la propagation d'une onde dans un réseau de guide où le contraste d'indice est modulé linéairement le long de la propagation de (a) $8 \cdot 10^{-6}$ à $1.2 \cdot 10^{-4}$ et (b) de $1.2 \cdot 10^{-4}$ à $8 \cdot 10^{-6}$. La période du réseau est de 19.2 μ m et la longueur de propagation est de 23 mm. L'onde est entièrement couplée dans le guide central au départ.

3.4 Conclusions et perspectives

Au cours de la première partie de ce chapitre, le montage expérimental de la technique d'illumination latérale a été présentée. Cette technique permet d'inscrire dans un cristal photoréfractif diverses structures optiques. De part la méthode d'inscription utilisée, il est possible de modifier aussi bien la structure, en modifiant l'image envoyée au modulateur spatial de lumière, que ses propriétés, en modifiant le champ électrique appliqué ou l'intensité du faisceau de contrôle.

Ainsi au cours de la seconde partie du chapitre, différents réseaux de guides d'onde de longueurs, périodicités et contrastes d'indice différents ont été inscrits et testés. La propagation d'une onde dans ces réseaux a été étudiée théoriquement, expérimentalement et numériquement, mettant en évidence l'influence des différents paramètres sur le couplage optique. De plus, grâce à la technique d'inscription utilisée, la propagation dans des réseaux avec défaut a pu être réalisée, de même que l'inscription de réseaux avec une variation longitudinale du contraste d'indice. A chaque fois qu'il a été possible, les résultats expérimentaux ont été comparés à ceux obtenus théoriquement par le théorie des modes couplés. De plus, lorsque les conditions de validité de cette théorie n'étaient plus remplies, des simulations de type BPM ont été réalisées. A chaque fois un bon accord avec les expériences a été obtenu.

Tout ceci a permis d'obtenir des résultats cohérents avec les attentes et la littérature, prouvant ainsi le fort potentiel de notre dispositif expérimental . Aussi, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants, cela est mis à profit pour étudier par analogies des phénomènes rencontrés en physique quantique grâce à nos guides d'onde photo-induits et reconfigurables.

Chapitre 4

Transfert adiabatique dans un réseau de guides

Au cours du chapitre précédent, une description du montage expérimental basée sur la technique d'illumination latérale a été donnée. Cette technique a été mise à profit pour étudier la propagation d'une onde optique dans divers réseaux de guides d'onde. Au cours de ce chapitre nous allons utiliser ces réseaux de guides afin de démontrer des effets similaires à des phénomènes de la physique quantique. Comme nous le verrons, ces analogies entre l'optique et la physique quantique sont rendues possibles par la forte similarité entre les équations décrivant le couplage optique et l'équation de Schrödinger. Ainsi, après une brève introduction, nous étudierons une analogie au phénomène de STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage). Ensuite, en modifiant légèrement le système de guides, nous verrons une possible application de cet effet pour la réalisation d'un diviseur de faisceau achromatique.

Sommaire

4.1 Introduction 81
4.1.1 Introduction aux analogies quantique/classique 81
4.1.2 Principe des analogies entre réseaux de guides couplés et systèmes quantiques discrets 82
4.2 Principe du STIRAP en physique quantique 85
4.2.1 Théorème adiabatique 85
4.2.2 Cas d'un système à trois niveaux 86
4.2.3 Généralisation à un système à N niveaux : STIRAP multiple 91
4.2.4 Conclusion 95
4.3 Analogie optique au STIRAP 95
4.3.1 Motivations 95
4.3.2 Adaptation de la théorie quantique à l'optique 96
4.3.3 Résultats expérimentaux 104
4.3.3.1 Dispositif expérimental 104
4.3.3.2 Estimation des constantes de couplage 105
4.3.3.3 Résultats 106
4.4 Réalisation d'un diviseur de faisceau multiple très large bande 109
4.4.1 Étude théorique 109
4.4.2 Démonstration expérimentale 112
4.5 Conclusion 114

4.1 Introduction

4.1.1 Introduction aux analogies quantique/classique

Une analogie est, par définition, un concept simple reliant différents phénomènes liés par des propriétés communes ou des comportements similaires afin d'en comprendre la nature. Ainsi, on retrouve de nombreuses analogies de différents types en physique. Il y a les analogies classique-classique, reliant deux effets rencontrés en physique classique. On peut, par exemple, citer des phénomènes rencontrés en mécanique et en électricité, avec la description des forces en analogie avec la loi d'Ohm [150], ou encore par exemple entre les forces d'inertie et d'électromagnétisme avec les analogies entre la force de Coriolis et la force de Lorentz et entre la force centrifuge et la force électrostatique [151]. Il y a également des analogies entre différents effets quantiques appelées analogies quantique-quantique [152]. Enfin, bien que la physique quantique diffère de la physique classique à la fois dans le formalisme et les concepts fondamentaux, on trouve également des analogies entre des phénomènes quantiques et classiques couvrant différents domaines de la physique [153]. En particulier, ces analogies mettent en évidence le fait que les mêmes formalismes mathématiques peuvent s'appliquer à des phénomènes *a priori* conceptuellement différents. Les analogies quantique/classique sont par ailleurs une source de compréhension et de nouveaux développements de la physique quantique. En effet, de nombreux concepts de la physique quantique sont issus de notions classiques. Un des exemples les plus connus est l'équation de Schrödinger non-relativiste qui a le même formalisme que l'équation de Helmoltz paraxiale utilisée en optique.

Ainsi, en particulier, les analogies entre l'optique ondulatoire et la mécanique quantique ont été mises en évidence depuis les premiers développements de la physique quantique [1, 154]. Par exemple, des effets comme la diffraction ou les interférences bien connus en optique ondulatoire ont servi à démontrer la nature ondulatoire de particules quantiques comme les électrons, les neutrons ou les atomes.

Après le développement de la mécanique quantique ainsi que la mise au point de source de lumière cohérente vers le début des années 1960, l'échange de concepts, cette fois-ci, de la mécanique quantique vers la physique classique a commencé à se produire [155].

Depuis quelques années, des études, aussi bien théoriques qu'expérimentales, d'analogies entre la mécanique quantique et l'optique ont connu un nouvel attrait. Ces analogies ont été réalisées principalement dans des structures de guides d'ondes couplés. Ces structures ont fait leurs preuves pour fournir un outil de laboratoire très riche pour étudier une très large variété d'effets quantiques cohérent typiques de la physique atomique, moléculaire ou de la matière condensée. Un article récent de Longhi fait d'ailleurs le point sur l'état de l'art de ces différentes analogies [4].

On peut néanmoins en citer quelques unes comme, en premier lieu, des analogies à des concepts généraux, parmi lesquels des études sur la phase de Berry [156–158], l'effet tunnel cohérent [50, 159–161], l'effet Zeno [162–164], l'effet tunnel de Landau-Zener [77, 165, 166] les symétries P-T [167], l'effet Hall de spin [168, 169], les marches quantiques aléatoires [170] ou encore des analogies à l'étude du piégeage d'atome sous champ laser intense [171–173]. Enfin, des analogies optiques à des transferts de

population obtenus dans des structures quantiques composées de niveaux discrets d'énergie, couplés par des impulsions laser ont également été étudiées. On peut ainsi citer, les oscillations de Rabi et le passage adiabatique rapide (RAP) [174–178], le phénomène de STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage) [3, 161, 179–186] ou encore la transparence induite électromagnétiquement (EIT) [187–189].

Ce sont notamment ces analogies entre des réseaux de guides couplés et le transfert de population dans des systèmes quantiques qui sont étudiées théoriquement et réalisées expérimentalement au cours de ce chapitre et du suivant. Comme il sera montré dans la prochaine partie, ces analogies sont rendues possibles par la correspondance spatio-temporelle entre les équations de la théorie des modes couplés régissant le couplage optique et l'équation de Schrödinger.

Il est toutefois à noter la présence dans la littérature d'autres analogies optiques avec des systèmes quantiques réalisées dans d'autres systèmes électromagnétiques artificiels comme les métamatériaux et les dispositifs plasmoniques [190, 191].

Dans ce chapitre, nous réalisons une analogie au phénomène de STIRAP multiple donnant lieu à une possible application, notamment pour le domaine des télécommunications, d'un diviseur de faisceau très large bande. Le prochain chapitre portera sur une analogie optique au phénomène de transparence induite électromagnétiquement (EIT) ainsi qu'à l'effet Autler-Townes.

4.1.2 Principe des analogies entre réseaux de guides couplés et systèmes quantiques discrets

Considérons un système quantique non dissipatif composé de différents états (niveaux d'énergie), comme celui représenté sur la Figure 4.1(a). Les différents états sont couplés en résonance par des impulsions laser de fréquences $\omega_n(t)$[1]et dont les fréquences de Rabi sont $\Omega_n(t)$. Les fréquences de Rabi sont liées au champ électrique, $\mathbf{E}_n(t) = \boldsymbol{\varepsilon}_n(t)\cos\left(\omega_n(t) - \Phi_n\right)$, des impulsions laser par la relation :

$$\Omega_n(t) = \frac{-\boldsymbol{\mu}_n(t)\cdot\boldsymbol{\varepsilon}_n(t)}{\hbar} \tag{4.1}$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}_n(t)$ sont les amplitudes du champ électrique et $\boldsymbol{\mu}_n(t)$ sont les moments dipolaires associés aux transitions.

La structure ainsi considérée est en tout point comparable à celle rencontrée dans le cas d'atomes ou molécules avec des transitions dipolaires. Ainsi, les transitions entre les états $|n\rangle$, $|n+1\rangle$ sont permises par contre les transitions directes entre les états $|n\rangle$, $|n+2\rangle$ sont interdites.

La dynamique temporelle d'un tel système est déterminée de façon générale par l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$\hbar\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\Psi}(t) = -i\mathcal{H}(t)\boldsymbol{\Psi}(t) \tag{4.2}$$

où $\mathcal{H}(t)$ est l'Hamiltonien dépendant du temps et $\boldsymbol{\Psi}(t)$ est la fonction d'onde qui caractérise l'évolution du système, définie par :

[1] C'est-à-dire où $\omega_n(t) = \Delta\Sigma_n/\hbar$, avec $\Delta\Sigma_n$ l'écart en d'énergie entre les deux niveaux considérés. Nous limitons ici notre étude au cas en résonance, le cas hors résonance sera considéré dans le prochain chapitre notamment pour l'effet Autler-Townes.

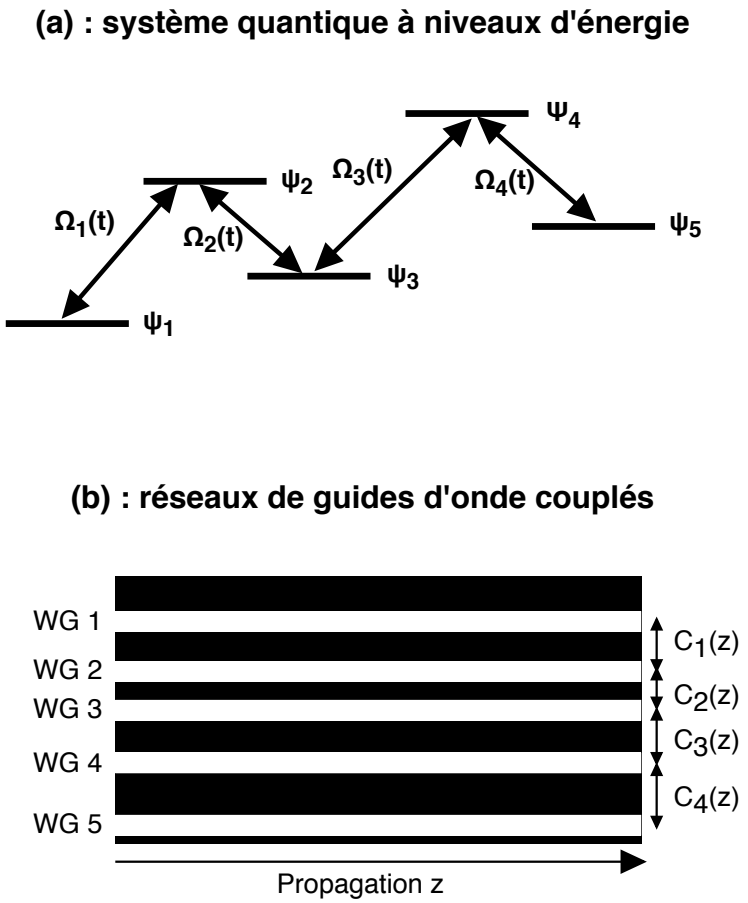


FIGURE 4.1 – Illustrations schématiques de deux systèmes analogues : (a) Système quantique composé de différents niveaux d'énergie couplés en résonance par des impulsions laser de fréquences de Rabi Ω_n(t). (b) : Réseaux de guides d'onde optique (WG) couplés non périodique. Les constantes de couplages $C_n(z)$ ne sont pas égales dans ce cas. Ce système est en tout point analogue au système quantique représenté en (a), par simple correspondance de la coordonnée temporelle (système quantique) et spatiale (système optique).

$$\mathbf{\Psi}(t) = \sum_{n=1}^{N} A_n(t)\psi_n(t) \tag{4.3}$$

où $A_n(t)$ est l'amplitude de probabilité de présence sur l'état ψ_n à l'instant t. La probabilité qu'un atome de trouve dans l'état ψ_n au temps t est alors définie par[2] :

[2]On utilise ici ainsi que dans la suite du manuscrit la notation sous forme de bra-ket. Cette notation a été introduite par Paul Dirac pour faciliter l'écriture des équations de la mécanique quantique. Le ket est un vecteur formel $|\beta\rangle$ où $\beta(x, y, z, t, \dots)$ est une fonction et le bra, $\langle\alpha|$ est la fonctionnelle duale définie par : $\int \alpha^*(x, y, z, t, \dots)dx$, dans le cas général où on s'intéresse à la dépendance en fonction de la variable x. Dès lors $\langle\alpha|\beta\rangle = \int \alpha^*(x, y, z, t, \dots)\beta(x, y, z, t, \dots)dx$.

$$P_n(t) = |A_n(t)|^2 = |\langle \psi_n | \mathbf{\Psi}(t) \rangle|^2. \tag{4.4}$$

Dans l'équation de Schrödinger (4.2), le Hamiltonien $\mathcal{H}(t)$ est une matrice NxN qui, dans le cas de l'approximation des ondes tournantes (Rotating Wave Approximation, RWA[3] [193]), est définie par :

$$\mathcal{H}(t) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1(t) & 0 & \cdots & 0 \\ \Omega_1(t) & 0 & \Omega_2(t) & \cdots & 0 \\ 0 & \Omega_2(t) & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \Omega_n(t) \\ 0 & 0 & \cdots & \Omega_n(t) & 0 \end{pmatrix}. \tag{4.5}$$

L'équation de Schrödinger (4.2) peut se réécrire en utilisant les amplitudes de probabilité de présence suivant le système matriciel :

$$\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{A}(t) = -i \mathcal{H}(t) \mathbf{A}(t) \tag{4.6}$$

où $\mathbf{A}(t) = [A_1(t), A_2(t), ..., A_N(t)]^T$ est un vecteur colonne à N composantes regroupant les amplitudes de probabilité sur chacun des états ψ_n.

Reconsidérons maintenant le couplage optique par l'intermédiaire de la théorie des modes couplés (CMT), tel qu'il a été traité au chapitre 1. Dans le cas généralisé d'un réseau parfait composé de N guides identiques, l'évolution de l'amplitude du champ électrique dans le n^{ieme} guide est donnée par :

$$\frac{d}{dz} A_n(z) = -iC \left[A_{n-1}(z) + A_{n+1}(z) \right]. \tag{4.7}$$

Dans le cas plus général où les guides ne sont pas espacés régulièrement (voir Figure 4.1(b)), les différentes constantes de couplage ne sont plus égales et peuvent dépendre de z. L'équation (4.7) peut alors se réécrire sous un système de N équations différentielles ordinaires qui, dans le cas d'une écriture matricielle se résume à :

$$\frac{d}{dz} \mathbf{A}(z) = -i \mathcal{H}(z) \mathbf{A}(z), \tag{4.8}$$

où $\mathcal{H}(z)$ est la matrice contenant les différentes constantes de couplage :

$$\mathcal{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_1(z) & 0 & \cdots & 0 \\ C_1(z) & 0 & C_2(z) & \cdots & 0 \\ 0 & C_2(z) & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & C_n(z) \\ 0 & 0 & \cdots & C_n(z) & 0 \end{pmatrix}, \tag{4.9}$$

et $\mathbf{A}(z) = [A_1(z), A_2(z), ..., A_n(z)]^T$ est un vecteur colonne à N composantes regroupant les amplitudes du champ électrique dans les différents guides.

[3] L'approximation RWA est une approximation utilisée lorsque le champ électrique couplant 2 états est d'intensité faible et très proche de la résonance. Ainsi il est possible de négliger les termes variant beaucoup plus rapidement que la variation d'amplitude de probabilité [192, 193].

En faisant correspondre la coordonnée spatiale (z) et la coordonnée temporelle (t), le système d'éq. (4.8) est ainsi complètement équivalent à l'éq. (4.6) précédemment établie et décrivant la dynamique d'un système quantique. Les constantes de couplage $C(z)$, dépendantes de z, sont ainsi équivalentes aux fréquences de Rabi $\Omega(t)$ dépendantes du temps.

Dans la suite du manuscrit, les différentes analogies réalisées reposent sur cette similarité. La première analogie étudiée est une analogie optique au phénomène de STIRAP. Le chapitre suivant abordera, quant à lui, le phénomène d'EIT et l'effet Autler-Townes.

4.2 Principe du STIRAP en physique quantique

Le STIRAP est une technique permettant le transfert adiabatique de population entre deux états métastables[4] couplés par des impulsions laser dont les intensités varient selon une séquence temporelle choisie. Il a été originellement étudié dans un système à trois niveaux d'énergie avant d'être généralisé à un système à N niveaux d'énergie [3, 179, 180, 194–197]. En physique quantique, un effet est dit adiabatique lorsque les processus externes appliqués sur le système (ici les impulsions laser) ont une dynamique temporelle suffisamment lente pour permettre l'adaptation du système. Dans un premier temps, le théorème adiabatique sera donné et expliqué puis le STIRAP sera étudié dans un système à 3 niveaux avant d'être généralisé à un système à N niveaux.

4.2.1 Théorème adiabatique

En mécanique quantique, le théorème adiabatique tel qu'il a été énoncé en 1928 par Max Born et Vladimir Fock [198] peut être formulé de la façon suivante :

Théorème adiabatique :

Un système physique est maintenu dans son état propre instantané si une perturbation donnée agit sur lui suffisamment lentement et s'il y a un intervalle significatif entre la valeur propre et le reste du spectre Hamiltonien.

Dans la suite de cette partie, on va expliquer ce théorème et voir ce que cela implique.

Considérons un système quantique dont l'Hamiltonien $H(t) = \hat{H}(t/\tau)$ évolue lentement et de façon continue dans le temps. La durée τ caractérise cette évolution qui devient adiabatique lorsque $\tau \to \infty$. Désignons par $\lambda_n(t)$ les valeurs propres instantanées de l'Hamiltonien non dégénéré, et par $|\varphi_n(t)\rangle$ les vecteurs propres instantanés associés.

Le théorème adiabatique peut alors se comprendre de la façon suivante : si la fonction d'onde $\Psi(t)$ décrivant l'état du système appartient au sous-espace propre

[4] Un état métastable est un état dont la durée de vie est longue par rapport au temps d'évolution du système.

d'énergie $\lambda_n(t)$ au temps initial, alors la fonction d'onde (et donc le système) restera dans ce sous-espace propre au cours de l'évolution indépendamment des perturbations. Ceci dans la limite adiabatique où $\tau \to \infty$. Dans le cas le plus simple où les valeurs propres ne sont pas dégénérées, le système évolue suivants les états propres auxquels il s'est connecté initialement :

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n \langle\varphi_n(t_i)|\varphi(t_i)\rangle e^{-i(\phi_n^d+\phi_n^b)}|\varphi_n(t)\rangle \tag{4.10}$$

où t_i est le temps initial et ϕ_n^d et ϕ_n^b sont respectivement les phases dynamique et géométrique de Berry accompagnant la variation adiabatique [199] décrites par :

$$\phi_n^d = \frac{1}{\hbar}\int_{t_i}^{t} \lambda_n(t)dt \tag{4.11}$$

$$\phi_n^b = -i\int_{t_i}^{t} \langle\varphi_n(t)|\frac{d}{dt}|\varphi_n(t)\rangle dt \tag{4.12}$$

Dans la pratique, il suffit que le temps caractéristique τ soit suffisamment grand devant les autres grandeurs caractéristiques du système pour que le système puisse évoluer de manière adiabatique. Les conditions que doit satisfaire τ sont appelées les conditions d'adiabaticité et traduisent la notion «*Un système physique est maintenu dans son état propre instantané [...] s'il y a un intervalle significatif entre la valeur propre et le reste du spectre Hamiltonien.*».

Ceci mène à la condition d'adiabaticité générale suivante [200] :

$$|\lambda_n(t/\tau) - \lambda_m(t/\tau)| \gg \left|\frac{i\hbar}{\tau}\frac{\langle\varphi_n(t/\tau)|\frac{d\hat{H}(t/\tau)}{d(t/\tau)}|\varphi_m(t/\tau)\rangle}{\lambda_n(t/\tau) - \lambda_m(t/\tau)}\right| \tag{4.13}$$

avec $m \neq n$. Il est possible de réécrire cette condition pour le temps caractéristique, suivant :

$$\tau \gg \left|\hbar\frac{\langle\varphi_n(t/\tau)|\frac{d\hat{H}(t/\tau)}{d(t/\tau)}|\varphi_m(t/\tau)\rangle}{(\lambda_n(t/\tau) - \lambda_m(t/\tau))^2}\right| \tag{4.14}$$

Ainsi, et c'est ce qu'il faut retenir de ce développement, la condition adiabatique revient à négliger les termes de couplages entre les états adiabatiques devant leurs écarts en énergies.

4.2.2 Cas d'un système à trois niveaux

Considérons une structure comme celle représentée sur la Figure 4.2, composée de trois niveaux d'énergie couplés en quasi-résonance par des impulsions laser ayant une fréquence de Rabi $\Omega_p(t)$ et $\Omega_s(t)$, pouvant évoluées dans le temps[5], appelés impulsions pompe et Stokes respectivement. Une telle structure est couramment appelée structure de type lambda (Λ) dans la littérature.

[5]Typiquement, cela signifie que l'intensité des lasers peut varier au cours du temps.

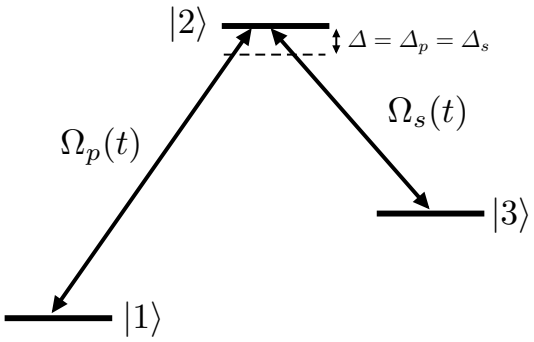


FIGURE 4.2 – Système quantique à trois niveaux de type lambda utilisé pour le STIRAP. l'état $|1\rangle$ est initialement peuplé.

Appelons $\mathbf{A}(t) = [A_1(t), A_2(t), A_3(t)]^T$ les amplitudes de probabilité de présence sur la base des états $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, aussi appelés états *diabatiques*. Comme nous l'avons déjà dit, le principe du STIRAP est un transfert complet de population, initalement dans le premier niveau $|1\rangle$, vers le dernier niveau $|3\rangle$. Ceci peut être traduit en termes d'amplitudes de probabilité par : $\mathbf{A}(-\infty) = [1, 0, 0]^T$ et $\mathbf{A}(+\infty) = [0, 0, 1]^T$.

L'Hamiltonien décrivant décrivant la dynamique d'un tel système peut se mettre sous la forme (avec approximation RWA) :

$$\mathcal{H}(t) = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p(t) & \Delta_p & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s(t) & \Delta_p - \Delta_s \end{pmatrix}. \tag{4.15}$$

Une condition essentielle pour avoir un phénomène STIRAP est d'avoir une résonance à deux photons entre les états $|1\rangle$ et $|3\rangle$, soit $\Delta_p = \Delta_s = \Delta$.

L'Hamiltonien (4.15) admet comme valeurs propres instantanées :

$$\lambda_0 = 0 \tag{4.16a}$$

$$\lambda_+ = \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Delta + \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega^2}}{2}\right) \tag{4.16b}$$

$$\lambda_- = \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\Delta - \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega^2}}{2}\right) \tag{4.16c}$$

où Ω est défini par :

$$\Omega(t) = \sqrt{\Omega_p^2(t) + \Omega_s^2(t)}. \tag{4.17}$$

La valeur propre nulle vient du fait que $\Delta_p = \Delta_s = \Delta$; entrainant un déterminant de l'Hamiltonien nul.

Ces valeurs propres instantanées sont associées aux états propres instantanés de l'Hamiltonien dépendant du temps [196, 197] :

$$|\varphi_0\rangle = \cos\Theta|1\rangle - \sin\Theta|3\rangle \tag{4.18a}$$
$$|\varphi_+\rangle = \sin\Theta\sin\Phi|1\rangle + \cos\Phi|2\rangle + \cos\Theta\sin\Phi|3\rangle \tag{4.18b}$$
$$|\varphi_-\rangle = \sin\Theta\cos\Phi|1\rangle - \sin\Phi|2\rangle + \cos\Theta\cos\Phi|3\rangle \tag{4.18c}$$

où les angles dynamiques Θ et Φ sont définis respectivement par :

$$\tan\Theta = \frac{\Omega_p(t)}{\Omega_s(t)} \tag{4.19a}$$
$$\tan 2\Phi = \frac{\Omega(t)}{\Delta} \tag{4.19b}$$

Les trois états propres instantanées $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_0\rangle$, $|\varphi_-\rangle$, formant une base d'états *adiabatiques*, sont une combinaison linéaire des états *diabatiques* $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$.

On peut ainsi relier les probabilités d'amplitudes sur les états adiabatiques, définies par $\mathbf{B}(t) = [B_+(t), B_0(t), B_-(t)]^T$, aux amplitudes de probabilités sur les états diabatiques $\mathbf{A}(t)$ par une transformation orthogonale, selon

$$\mathbf{A}(t) = \mathrm{R}(t)\mathbf{B}(t) \tag{4.20}$$

où $\mathrm{R}(t)$ est une matrice de rotation donnée par :

$$\mathrm{R}(t) = \begin{pmatrix} \sin\Theta\sin\Phi & \cos\Theta & \sin\Theta\sin\Phi \\ \cos\Phi & 0 & -\sin\Phi \\ \cos\Theta\sin\Phi & -\sin\Theta & \cos\Theta\cos\Phi \end{pmatrix} \tag{4.21}$$

Il est ainsi possible de ré-exprimer l'Hamiltonien dans la base adiabatique selon [197] :

$$\mathcal{H}_b(t) = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_+ & i\dot{\Theta}\sin\Phi & i\dot{\Phi} \\ -i\dot{\Theta}\sin\Phi & \lambda_0 & -i\dot{\Theta}\cos\Phi \\ -i\dot{\Phi} & i\dot{\Theta}\cos\Phi & \lambda_- \end{pmatrix} \tag{4.22}$$

où $\dot{a}$ réfère à une dérivée de la variable a par rapport au temps.

Comme nous l'avons déjà dit au début de ce paragraphe, le principe du STIRAP est de transférer la population de l'état initial $|1\rangle$ vers l'état final $|3\rangle$ sans peupler l'état $|2\rangle$. Or comme on peut le remarquer dans les éq. (4.18), le système possède un état propre $|\varphi_0\rangle$, associé à la valeur propre instantanée nulle, n'ayant aucune composante sur l'état $|2\rangle$. La clé du transfert réside dans le fait de forcer la fonction d'onde décrivant le système $|\Psi(t)\rangle$ à suivre l'état $|\varphi_0\rangle$ tout au long de la dynamique. Dans ce cas, le niveau $|2\rangle$ ne sera jamais peuplé. De plus, en contrôlant l'angle Θ précédemment définit, et notamment en le faisant varier lentement de 0° ($|\varphi_0\rangle$ aligné sur $|1\rangle$) à 90° ($|\varphi_0\rangle$ aligné sur $|3\rangle$), le transfert de population de $|1\rangle$ vers $|3\rangle$ peut être réalisé. La variation lente est essentielle pour avoir une dynamique adiabatique. L'état $|\varphi_0\rangle$ est ainsi appelé l'état de transfert adiabatique. Il est lié à la valeur propre nulle λ_0 et ne peut être obtenu que lorsque le déterminant de l'Hamiltonien est nul.

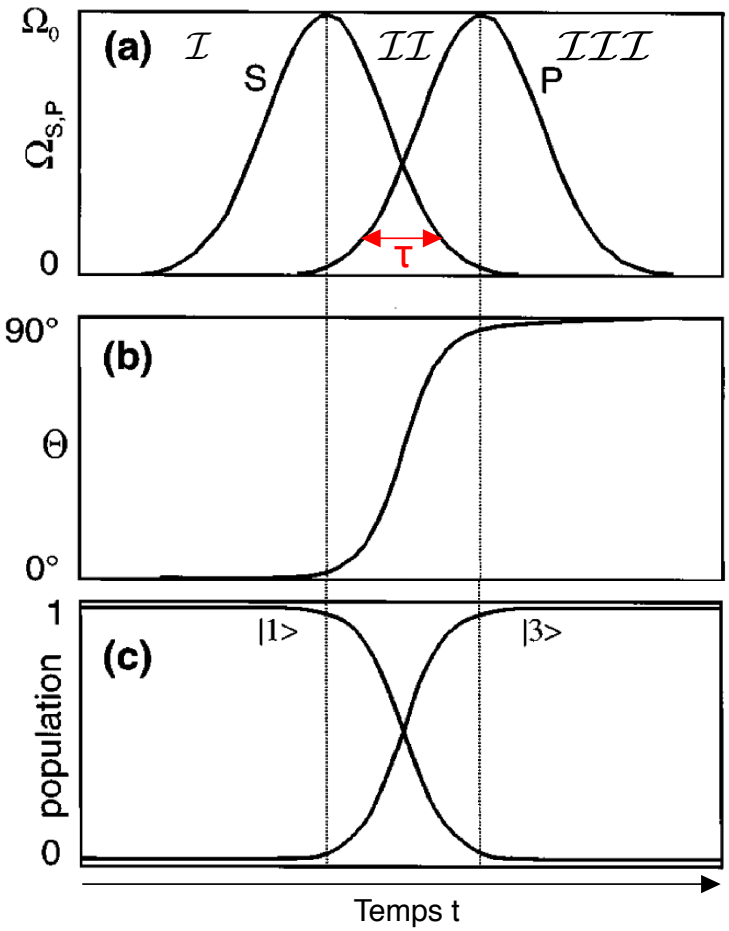


FIGURE 4.3 – Représentation temporelle de l'évolution (a) des fréquences de Rabi correspondant aux impulsions laser pompe ($\Omega_p(t)$) et Stokes ($\Omega_s(t)$), (b) de l'angle Θ défini par l'éq. (4.19a), ainsi que (c) de l'évolution de la population sur les niveaux $|1\rangle$ et $|3\rangle$. [196]

D'après l'éq. (4.19a), un moyen pour réaliser le variation de Θ de 0° à 90° est de faire précéder temporellement le pulse Stokes de fréquence de Rabi $\Omega_s(t)$ du pulse pompe de fréquence de Rabi $\Omega_p(t)$, comme représenté sur la Figure 4.3(a). Il est alors possible d'identifier trois régions (également représentées sur la Figure 4.3(a)). Une représentation de la dynamique du système dans l'espace de Hilbert[6], est également donnée sur la Figure 4.4.

Durant la région $\mathcal{I}$, seul $\Omega_s(t)$ est présent, ainsi dans cet intervalle d'après l'éq. (4.19a), $\Theta = 0^\circ$. L'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$ est aligné sur l'état initial $|1\rangle$. La fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$ est également elle-même alignée sur l'état $|1\rangle$. Ainsi, initialement, $|\Psi(t)\rangle$ est alignée sur l'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$.

[6]Un espace de Hilbert est un concept mathématique généralisant l'espace euclidien dans le cas d'espace vectoriel de dimension finie ou infinie. Il est notamment très utilisé dans le domaine de la physique quantique, dans lequel l'état d'un système est simplement représenté par un vecteur.

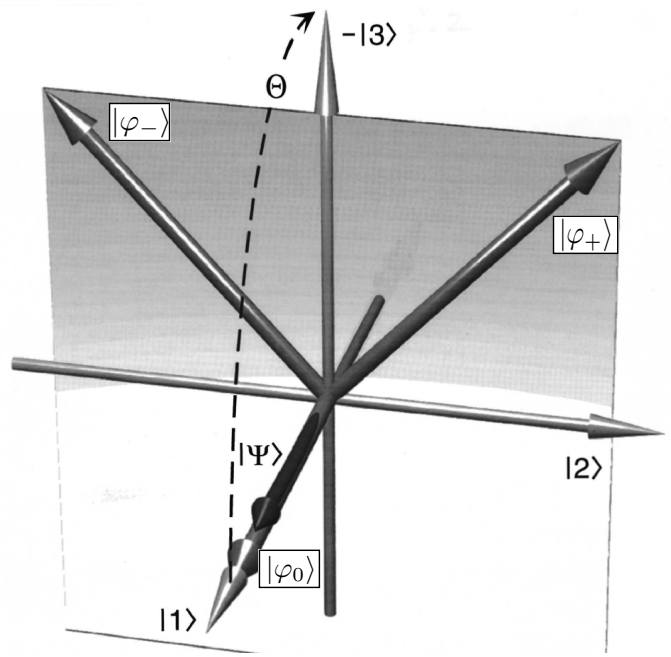


FIGURE 4.4 – Représentation graphique dans l'espace de Hilbert pour le système à trois niveaux dans la base composée des trois états diabatiques $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ ainsi que dans la base des états propres instantanés (adiabatiques) $|\varphi_0\rangle$, $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_-\rangle$. Initialement, comme $\Omega_s \gg \Omega_p$, les états $|1\rangle$ et $|\varphi_0\rangle$ sont alignés l'un par rapport à l'autre. La population est initialement dans l'état $|1\rangle$, ainsi la fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$ est également alignée sur ces états. A la fin de la dynamique, la fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$ ainsi que l'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$ sont alignés sur l'état $|3\rangle$ réalisant le transfert complet de population de $|1\rangle$ vers $|3\rangle$. [196]

Durant la région $\mathcal{II}$, l'impulsion $\Omega_s(t)$ décroit lentement tandis que l'impulsion $\Omega_p(t)$ croit jusqu'à atteindre sa valeur maximale. Cette variation entraine une modification lente de la valeur de l'angle Θ de 0° à 90° (voir Figure 4.3(b)). L'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$ entre alors dans un mouvement de rotation jusqu'à ce qu'il soit aligné sur l'état final $|3\rangle$(voir Figure 4.4). Comme $|\varphi_0\rangle$ n'a pas de composante sur $|2\rangle$, cette rotation a lieu dans un plan perpendiculaire à l'état $|2\rangle$. Ainsi, si le vecteur d'onde $|\Psi(t)\rangle$ du système reste aligné sur l'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$ durant la dynamique de rotation, il ne comporte aucune composante sur l'état $|2\rangle$. L'effet ainsi obtenu est un transfert intégral de population de l'état initial $|1\rangle$ vers l'état final $|3\rangle$ (voir Figure 4.3(c)).

Durant la région $\mathcal{III}$, l'impulsion $\Omega_p(t)$, décroit à son tour laissant le système dans l'état définit dans la région $\mathcal{II}$.

Cette séquence d'impulsions particulières faisant intervenir l'impulsion $\Omega_S(t)$ couplant les deux derniers niveaux avant l'impulsion $\Omega_P(t)$ couplant les deux premiers niveaux, alors que toute la population est sur le niveau $|1\rangle$ initialement, est appelée séquence *contre-intuitive* et est caractéristique du phénomène STIRAP.

Pour que la fonction d'onde du système reste dans l'état propre instantané $|\varphi_0\rangle$

durant toute la dynamique, il faut que la variation de l'angle Θ soit adiabatique. Il faut ainsi satisfaire la condition adiabatique donnée de façon générale en (4.13) qui, revient à négliger les termes de couplage entre les états adiabatiques devant leurs écarts en énergies. Dans notre cas particulier, cette condition peut se mettre sous la forme [193, 195, 201, 202] :

$$|\lambda_0 - \lambda_\pm| \gg |\langle \dot{\varphi}_0 | \varphi_\pm \rangle|. \tag{4.23}$$

Dans le cas où tous les désaccords Δ sont nuls, $\Phi = \pi/4$, la condition adiabatique s'écrit finalement [3] :

$$\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_s^2} \cdot \tau \gg 1 \tag{4.24}$$

où τ est le temps d'interaction des deux pulses[7], comme représenté sur la Figure 4.3(a), et Ω_p (resp. Ω_s) est la valeur maximale de la fréquence de Rabi du pulse pompe (resp. Stokes).

On peut remarquer que tant que la variation est lente, la forme des impulsions n'a pas d'importance ici, et dans le phénomène STIRAP en général, seul compte le recouvrement. D'ailleurs, plusieurs études ont été menées afin de trouver le recouvrement optimal : il a été montré que dans le cas d'impulsions gaussiennes, le temps d'interaction (ou recouvrement) optimal est égal à la demi-largeur de l'impulsion (prise à $1/e^2$) [195].

4.2.3 Généralisation à un système à N niveaux : STIRAP multiple

Après avoir vu, au cours du paragraphe précédent, le phénomène de STIRAP dans un système quantique à trois niveaux d'énergie, nous allons ici généraliser le phénomène, appelé STIRAP-multiple, à un système comportant N niveaux d'énergie, comme représenté sur la Figure 4.5. Pour plus de simplicité l'hypothèse sera faite que tous les désaccords Δ sont nuls.

Dans ce cas, $\mathbf{A}(t)$ est un vecteur à N composantes contenant les différentes amplitudes de probabilité de présence de la fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$ sur les états N. De plus, l'Hamiltonien (4.15) devient :

$$\mathcal{H}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ \Omega_p(t) & 0 & \Omega_2(t) & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_2(t) & 0 & \Omega_3(t) & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_3(t) & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & \Omega_s(t) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & \Omega_s(t) & 0 \end{pmatrix}. \tag{4.25}$$

[7] τ n'a pas besoin d'être défini rigoureusement de manière analytique, mais il est essentiel pour vérifier l'adiabaticité du système.

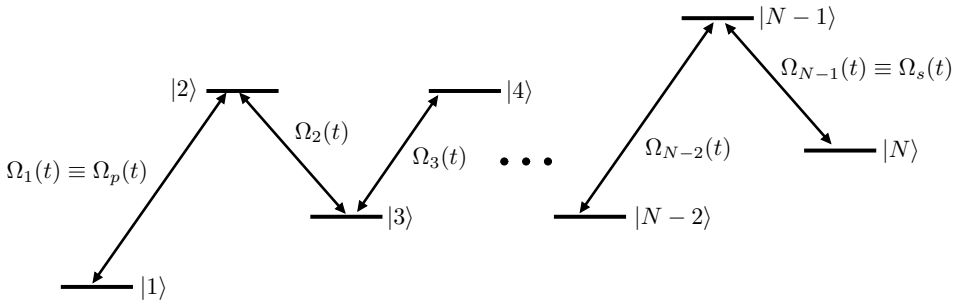


FIGURE 4.5 – Système quantique à N niveaux de type Λ couplé en résonance par des impulsions laser de fréquence de Rabi Ω_N utilisé pour le STIRAP multiple. L'état $|1\rangle$ est initialement peuplé.

Ainsi, initialement le système est dans l'état $|1\rangle$, soit :

$$A_1(-\infty) = 1 \tag{4.26a}$$
$$A_k(-\infty) = 0 \ (k = 2, \cdots, N), \tag{4.26b}$$

et le but est d'avoir à la fin de la dynamique :

$$A_N(+\infty) = 1 \tag{4.27a}$$
$$A_k(+\infty) = 0 \ (k = 1, \cdots, N-1). \tag{4.27b}$$

Comme dans le cas à trois niveaux étudié précédemment, il faut trouver un état de transfert adiabatique (état propre instantané de l'Hamiltonien) $|\varphi_0\rangle$ qui soit aligné sur l'état $|1\rangle$ à $t = -\infty$ et aligné sur l'état $|N\rangle$ à $t = +\infty$. La majeure partie du raisonnement qui va suivre est disponible, entre autres, en intégralité dans les références [195, 203].

Deux cas sont à dissocier dans l'étude : le cas d'un système avec un nombre pair d'états et le cas d'un système avec un nombre impair d'états. Dans le cas où le nombre d'états N est pair alors le déterminant de l'Hamiltonien (4.25) s'écrit :

$$\det\mathcal{H}(t) = (-1)^{N/2}\Omega_p(t)^2\Omega_3(t)^2\cdots\Omega_s(t)^2 \neq 0. \tag{4.28}$$

Le déterminant n'étant pas égal à zéro, l'Hamiltonien n'a pas de valeur propre instantanée nulle et donc ne possède pas l'état de transfert adiabatique voulu. Ainsi, dans le cas où le système possède un nombre pair d'états non dégénérés, un transfert de type STIRAP multiple ne peut pas avoir lieu.

Dans le cas où le nombre N d'états est impair, le déterminant de l'Hamiltonien (4.25) est :

$$\det\mathcal{H}(t) = 0. \tag{4.29}$$

L'Hamiltonien possède alors une valeur propre λ_0 nulle. L'état propre $|\varphi_0\rangle$ associé à cette valeur propre est donné par le vecteur propre [195] :

$$\varphi_0(t) = [\nu_1(t), \nu_2(t), \cdots \nu_N(t)]^T \tag{4.30}$$

où $\nu_N(t)$ est la composante du vecteur propre $|\varphi_0\rangle$ sur l'état $|N\rangle$, défini par :

$$\begin{aligned}
\nu_{2k+1}(t) &= \frac{(-1)^k}{\mathcal{N}}\Omega_1(t)\Omega_3(t)\cdots\Omega_{2k-1}(t) \\
&\times \Omega_{2k+2}(t)\Omega_{2k+4}(t)\cdots\Omega_{N-1}(t) && (4.31a) \\
&= \frac{(-1)^k}{\mathcal{N}}\left(\prod_{i=0}^{k-1}\Omega_{2i+1}\right)\left(\prod_{i=k+1}^{\frac{N-1}{2}}\Omega_{2i}\right) && (4.31b) \\
\nu_{2k}(t) &= 0 && (4.31c)
\end{aligned}$$

où $\mathcal{N}$ est un facteur de normalisation afin d'avoir la somme de toutes les composantes ν_N égale à 1. De même, $\Omega_1(t) \equiv \Omega_p(t)$, $\Omega_{N-1}(t) \equiv \Omega_s(t)$.

On peut remarquer que le vecteur propre $|\varphi_0\rangle$ ne possède aucune composante sur les états pairs du système. De plus en regardant en détails l'éq. (4.31a) donnant les composantes du vecteur propre sur les états impairs on peut remarquer que :

- toutes les composantes impaires $\nu_{2k+1}(t)$ sont fonction de $\Omega_p(t)$ sauf $\nu_1(t)$
- toutes les composantes impaires $\nu_{2k+1}(t)$ sont fonction de $\Omega_s(t)$ sauf $\nu_N(t)$

Il est alors facile de voir que si les impulsions pompe et Stokes suivent une séquence contre-intuitive, comme défini au paragraphe précédent et représentée sur la Figure 4.6(a), alors le vecteur propre adiabatique possède une seule composante sur ν_1 à $t = -\infty$ et une seule composante sur ν_N à $t = +\infty$. Ce vecteur propre est le vecteur de transfert adiabatique, similaire à celui défini dans le cas du STIRAP à trois niveaux. En effet, au départ $\Omega_p(t = -\infty) = 0$, ainsi toutes les composantes du vecteur propre sont nulle sauf la composante ν_1. Le vecteur propre est ainsi aligné sur l'état $|1\rangle$ qui possède initialement toute la population. A la fin de la dynamique, $\Omega_s(t = +\infty) = 0$, ainsi toutes les composantes du vecteur propre sont nulles sauf la composante ν_N. Le vecteur propre est alors aligné sur l'état $|N\rangle$ réalisant le transfert complet de population. L'évolution de la population durant le transfert est représentée sur la Figure 4.6(b). Néanmoins comme il est décrit par les éq. (4.33), et comme on peut également le remarquer sur la Figure 4.6(b), les niveaux intermédiaires impairs sont légèrement peuplés au cours de la dynamique de transfert. Aussi, il est important d'avoir des impulsions couplant les états intermédiaires élevées afin de limiter la population sur ces états durant le transfert. Dans le cas particulier où toutes les impulsions couplant les états intermédiaires sont égales. $\Omega_2 = \Omega_3 = \cdots = \Omega_{N-2} = \Omega_0$, la population des états intermédiaires est [195] :

$$P_{2k+1}(t) = \frac{1}{\Omega_0^2(t)/\Omega_p^2(t) + \Omega_0^2(t)/\Omega_s^2(t) + \frac{1}{2}(N-3)} \tag{4.32}$$

Comme précédemment, pour réaliser ce transfert, il faut toutefois que le vecteur d'onde $|\Psi(t)\rangle$ du système reste aligné sur le vecteur propre tout au long de la dynamique, ce qui est le cas si la variation est adiabatique. Il faut ainsi vérifier la condition adiabatique (4.13) définie précédemment. Pour ce faire, il faut considérer

l'écart entre la valeur propre nulle et les deux premières valeurs propres $\lambda_\pm$ non nulles de l'Hamiltonien (4.25), qui sont [195] :

$$\begin{aligned} \lambda_\pm &\approx \pm\sqrt{\frac{\Omega_p^2+\Omega_s^2}{n}} \\ \text{où } n &= \frac{N-1}{2}. \end{aligned} \tag{4.33}$$

La condition adiabatique (4.23) se réécrit alors :

$$|\lambda_0 - \lambda_\pm| \cdot \tau = \sqrt{\frac{\Omega_p^2+\Omega_s^2}{n}} \cdot \tau \gg 1. \tag{4.34}$$

On peut remarquer que la condition adiabatique ne dépend pas des impulsions couplant les états intermédiaires mais seulement des impulsions pompe et Stokes. Enfin, on peut remarquer que le nombre d'états du système a un influence sur la distance des deux premières valeurs propres non nulles $\lambda_\pm$ par rapport à λ_0. En effet, plus le nombre d'états du système est important plus $\lambda\pm$ se rapprochent de λ_0 ce qui a une influence sur la vérification de la condition adiabatique. En d'autres

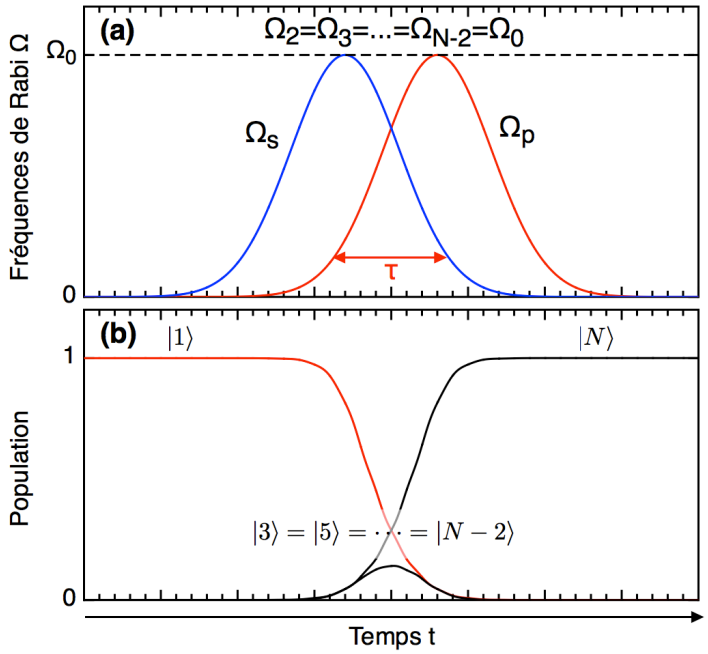


FIGURE 4.6 – Représentation temporelle de l'évolution (a) des fréquences de Rabi correspondant à une séquence contre-intuitive ainsi que (b) l'évolution de la population sur les différents états. L'enveloppe des fréquences de Rabi est prise gaussienne de maximum Ω_0, de plus les pulses couplant les états intermédiaires sont identiques et de valeur Ω_0. Comme décrit théoriquement, les états impairs sont légèrement peuplés au cours du transfert.

termes, pour un nombre important d'états intermédiaires le régime adiabatique est moins facile à atteindre. Dans ce cas le transfert entre le premier et le dernier états n'est plus complet.

4.2.4 Conclusion

Au cours de cette partie nous avons discuté le phénomène de STIRAP. Nous avons notamment montré que sous certaines conditions, un transfert complet de population peut être obtenu dans un système quantique à N niveaux d'énergie discrets couplés par des impulsions en résonances. Ces conditions sont :

- une résonance à deux photons entre tous les états impairs. Ce qui est vrai notamment dans le cas simple d'une structure où tous les désaccords sont nuls : $\Delta_k = 0$ pour $k = 0, \cdots N-1$;
- un nombre impair d'état ;
- une séquence *contre-intuitive* temporelle des impulsions pompe et Stokes de fréquences de Rabi $\Omega_p(t)$ et $\Omega_s(t)$ respectivement, c'est-à-dire que le couplage entre les deux derniers niveaux est initialement plus fort que celui entre les deux premiers niveaux et que ce rapport s'inverse au cours du temps ;
- satisfaire la condition adiabatique définie par l'éq. (4.34).

Si toutes ces conditions sont satisfaites, alors le transfert se fait de manière robuste et ne dépend notamment pas de la forme précise des impulsions laser. Dès lors, une adaptation de ce procédé en optique permettrait d'avoir une technique robuste vis à vis des conditions extérieures, permettant le transfert complet de lumière à travers une structure de guides.

4.3 Analogie optique au STIRAP[8]

4.3.1 Motivations

Dans le paragraphe suivant nous montrerons que le phénomène STIRAP de la physique quantique trouve une analogie mathématique complète en optique, selon le principe vu au paragraphe 4.1.2. Cette analogie a d'ailleurs donné naissance à plusieurs nouveaux concepts pour l'optique intégrée. Ces analogies profitent, d'une part, du fait que le transfert de lumière permet des applications très large bande et d'autre part, que le transfert est robuste permettant une grande souplesse quant à l'implémentation expérimentale exacte de la variation des constantes de couplages [4,185,186,205–207]. D'ailleurs la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la démonstration d'un diviseur de faisceau très large bande reposant sur le principe du passage adiabatique [208].

Le transfert adiabatique de lumière, quant à lui, a déjà été démontré expérimentalement dans une structure à trois guides (un guide intermédiaire) [186, 189, 209],

[8] La majeure partie de ce paragraphe est issue de [204].

ainsi que dans une structure possédant jusqu'à cinq guides intermédiaires [185] en utilisant une structure fixe. Néanmoins, même si le caractère très large bande du transfert a été testé pour des applications [205], toutes les expériences pour tester le transfert adiabatique de lumière ont été réalisées à une seule longueur d'onde. Ainsi, comme nous le verrons, le plus gros avantage du transfert pour l'optique, c'est-à-dire la faible sensibilité à la longueur d'onde, n'avait pour l'heure jamais été testé.

Dans cette partie, nous étudions, d'une part, théoriquement et expérimentalement le caractère très large bande du transfert adiabatique de lumière à travers un réseau composé de plusieurs guides intermédiaires, et d'autre part nous testons également la limite de la condition adiabatique définie en (4.34). Les structures de guides seront réalisées par la technique d'illumination latérale et testées à deux longueurs d'ondes éloignées de plus de 200 nm afin de tester la sensibilité à la longueur d'onde.

4.3.2 Adaptation de la théorie quantique à l'optique

Au cours de la partie précédente, nous avons montré que le phénomène de STIRAP multiple peut être obtenu dans un système quantique à N niveaux d'énergie couplés par des impulsions laser en résonance, sous certaines conditions. Afin d'obtenir une analogie optique complète au phénomène de STIRAP multiple, il faut donc trouver l'analogie à ces différentes conditions dans le domaine de l'optique.

Dans le paragraphe 4.1.2 nous avons montré qu'un système quantique composé de niveaux d'énergie couplés par des impulsions laser est analogue à un système optique composé de guides d'ondes couplés. En effet, l'équation de Schrödinger pour le système quantique est analogue à l'équation de la théorie de modes couplés (CMT) pour le phénomène de couplage optique. De plus, nous avons également montré que la coordonnée temporelle (domaine quantique) est analogue à la coordonnée spatiale (domaine optique). Les fréquences de Rabi des impulsions laser sont analogues aux constantes de couplage. Chaque guide est ainsi l'analogue optique à un niveau d'énergie du système quantique.

Dès lors, la première condition élargie (tous les $\Delta_k = 0$) est obtenue optiquement en considérant un réseau composé de guides identiques, ayant la même largeur et le même contraste d'indice. De même, en considérant une structure optique composée d'un nombre impair de guides, on obtient l'analogue d'un système quantique composé d'un nombre impair d'états.

Il faut maintenant réussir à traduire la séquence contre-intuitive temporelle des pulses en une séquence contre-intuitive spatiale des constantes de couplage. La clé de cette analogie réside dans le fait que la constante de couplage est exponentiellement dépendante de la distance inter-guide s (voir chapitre 1, paragraphe 1.2.2) suivant l'éq. (1.37) :

$$C = \frac{2h_m^2\gamma_m e^{-\gamma_m s}}{\beta_m(W + 2/\gamma_m)(h_m^2 + \gamma_m^2)}. \tag{4.35}$$

Dès lors grâce à cette formule, pour des guides identiques (largeur et contraste d'indice), il est possible de lier directement la valeur de la constante de couplage voulue à la largeur inter-guide correspondante. D'une manière pratique, nous avons

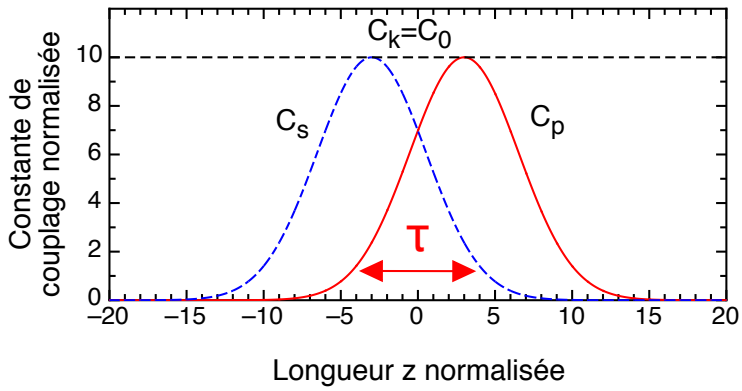


FIGURE 4.7 – Séquence contre-intuitive des constantes de couplage obtenue avec les paramètres normalisés donnés dans le tableau 4.1

réalisé une routine Matlab, calculant les constantes de couplage obtenues pour différentes valeur d'espace inter-guide s. Ainsi, en comparant les constantes de couplage calculées avec les valeurs désirées, on obtient les valeurs de l'espace inter-guide s adéquates.

De façon à obtenir une séquence contre-intuitive des constantes de couplage entre les deux premiers et les deux derniers guides, la distance inter-guide entre ces guides est modulée de façon adéquate le long de la propagation, tandis que la distance entre les autres guides maintenue constante engendrera des constantes de couplage intermédiaires égales. De plus, nous avons vu précédemment que la forme précise des impulsions laser n'est pas importante seul compte le recouvrement, ainsi dans notre étude l'évolution des constantes de couplage au cours de la propagation est choisie gaussienne, comme représenté sur la Figure 4.7, suivant :

$$C_P(z) = C_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{z-z_p}{w}\right)^2\right] \tag{4.36a}$$

$$C_S(z) = C_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{z-z_s}{w}\right)^2\right] \tag{4.36b}$$

$$C_k = C_0 \tag{4.36c}$$

où C_0 est la valeur maximale des constantes de couplage (endroit z_p (resp. z_s) de la propagation où les deux premiers guides (resp. les deux derniers) sont les plus proches), C_k désigne les constantes de couplage couplant les guides intermédiaires (dans notre cas $C_k = C_0$), et w est la largeur des gaussienne à $1/e^2$. Les paramètres utilisés dans ce cas sont des paramètres optimaux de calcul, sans unité, donnés dans le tableau 4.1.

Dès lors la séquence est dite contre-intuitive si $C_S(z)$ est maximale avant $C_P(z)$ soit si $z_p > z_s$. De plus, afin d'avoir un recouvrement optimal des gaussiennes, nécessaire à l'obtention du STIRAP, d'après [195, 210], il faut que :

$$|z_p - z_s| \approx w. \tag{4.37}$$

TABLE 4.1 – Tableau regroupant les différents paramètres normalisés pour l'obtention de la séquence des constantes de couplages représentée sur la Figure 4.7.

longueur de propagation (u.a.)	$-20 \leq z \leq 20$
constante de couplage du réseau (u.a.)	$C_0 = 10$
endroit où $C_P(z)$ est maximale (u.a.)	$z_p = 3$
endroit où $C_P(z)$ est maximale (u.a.)	$z_s = -3$
demi-largeur des gaussiennes à $1/e^2$ (u.a.)	$w = 5$
recouvrement des impulsions (u.a.)	$\tau \approx 6$

TABLE 4.2 – Tableau regroupant les différents paramètres correspondant aux paramètres expérimentaux utilisés pour l'obtention de la structure optique représentée sur la Figure 4.8.

longueur de propagation (mm)	$L = 23$
largeur des guides (µm)	$W = 7.2$
périodicité du réseau (µm)	$\Lambda = 9.6$
endroit où $C_P(z)$ est maximale (mm)	$z_p = 15$
endroit où $C_S(z)$ est maximale (mm)	$z_s = 8$
demi-largeur des gaussiennes à $1/e^2$ (mm)	$w = 8$
recouvrement des gaussiennes (mm)	$\tau \approx 8$

Dans ce cas, la valeur du recouvrement τ est égale à la longueur d'interaction entre les deux constantes de couplages $C_P(z)$ et $C_S(z)$ prise à $1/e^2$ par rapport à la valeur maximale de $C_P(z)$ et $C_S(z)$.

En considérant cette fois des paramètres tenant compte des contraintes expérimentales donnés dans le tableau 4.2, la structure optique obtenue est représentée sur la Figure 4.8(a). La longueur L de propagation est égale à la longueur de l'échantillon de SBN long soit 23 mm, la largeur des guides est de 7.2 µm, le réseau intermédiaire a une périodicité de 9.6 µm, soit une distance entre les guides de 2.4 µm. Le guide (waveguide, WG) où la lumière est injectée initialement est appelé WG I (Input), le guide de sortie est appelé WG O (Output) et les guides composant le réseau intermédiaire sont appelés WG 1, WG 2, $\cdots$, WG N où N est le nombre de guides dans ce réseau. Le nombre de guides total dans la structure est alors égal à $N + 2$. La propagation se fait de la gauche vers la droite. La séquence spatiale des constantes de couplage correspondant à cette structure est donnée sur le Figure 4.8(b). On remarque que contrairement à l'évolution obtenue avec des paramètres idéaux (Figure 4.7), au début et à la fin de la propagation les deux constantes de couplage $C_S(z)$ et $C_P(z)$ ne sont pas nulles. Ceci est dû à la longueur de propagation limitée expérimentalement par la longueur du cristal. Néanmoins, au début (resp . à la fin) de la propagation C_P (resp. C_S) est nul ce qui garantit la séquence contre-intuitive.

A contrario, il est aisément visible sur la Figure 4.8(a) que si la propagation de la lumière se fait de la droite vers la gauche la séquence des constantes de couplage est alors intuitive ($C_P(z)$ avant $C_S(z)$). La structure correspondante au cas intuitif ainsi que la séquence des constantes de couplage correspondant sont données sur la

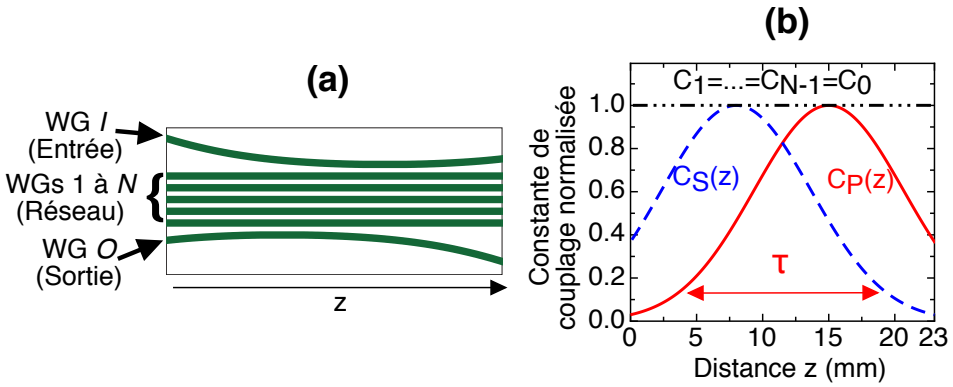


FIGURE 4.8 – (a) : Structure optique composée de guides d'onde couplés réalisant l'analogie optique au phénomène de STIRAP multiple, (b) : dépendance longitudinale des constantes de couplages normalisées correspondantes. $C_P(z)$ est la constante de couplage entre WG I et WG 1, tandis que $C_S(z)$ est la constante de couplage entre WG N et WG O. La situation représentée ici correspond au cas contre-intuitif.

Figure 4.9.

Conformément au développement du paragraphe 4.1.2 (éq. (4.7) - (4.9)), la propagation d'une onde monochromatique dans ce type de structure peut être décrite avec la théorie des modes couplés, par un système de $N+2$ équations différentielles qui, écrites sous la forme matricielle, sont équivalente à l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathcal{H}(z)\mathbf{A}(z) \tag{4.38}$$

où $\mathbf{A}(z) = [A_I(z), A_1(z), \cdots, A_N(z), A_O(z)]^T$est l'amplitude des modes dans chaque guide, et "l'Hamiltonien"

$$\mathcal{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_P(z) & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ C_P(z) & 0 & C_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & C_1 & 0 & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & C_{N-1} & 0 \\ \vdots & \vdots & & C_{N-1} & 0 & C_S(z) \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & C_S(z) & 0 \end{pmatrix} \tag{4.39}$$

contient toutes les constantes de couplage. Sous cette notation C_i couple le guide i et le guide $i+1$ du réseau. Ces équations sont complètements analogues à celles établies précédemment dans le cas quantique. Ainsi, en considérant les développements réalisés dans la partie 4.2.3, si le nombre de guides dans la structure est impair alors la matrice $H(z)$ possède une valeur propre nulle. Le vecteur propre correspondant à celle-ci est l'état de transfert adiabatique analogue à celui défini précédemment en physique quantique. Les éq. (4.30) et (4.31) donnant son expression deviennent ainsi :

$$a(z) = [A_I(z), 0, A_2(z), ...A_{N-1}(z), 0, A_O(z)]^T . \tag{4.40}$$

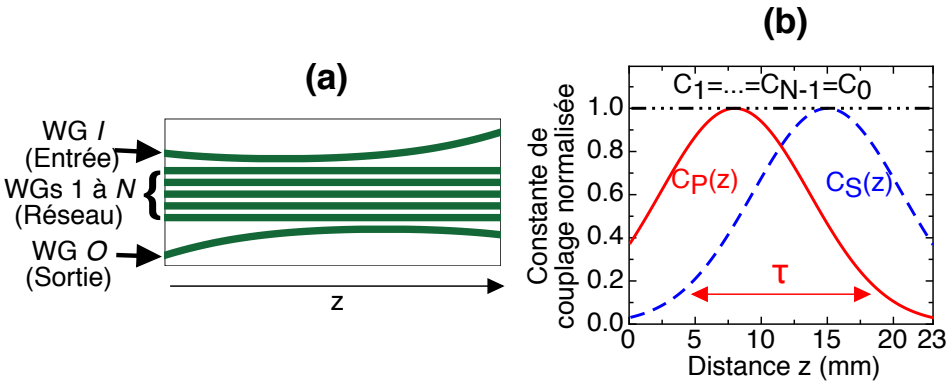


FIGURE 4.9 – (a) : Structure optique composée de guides d'onde couplés, (b) : dépendance longitudinale des constantes de couplages normalisées correspondantes. $C_P(z)$ est la constante de couplage entre WG I et WG 1, tandis que $C_S(z)$ est la constante de couplage entre WG N et WG O. La situation représentée ici correspond au cas intuitif.

Comme dans la partie précédente, on remarque que les guides pairs de la structure (qui sont les guides impairs du réseaux) ne sont pas peuplés au cours de la propagation. Les éléments non nuls dans $a(z)$ sont définis par :

$$A_{2k}(z) = \frac{(-1)^k}{\mathcal{N}} C_P(z)...C_{2k-2}C_{2k+1}...C_S(z), \tag{4.41}$$

où $\mathcal{N}$ est un facteur de normalisation de sorte que la somme des amplitudes soit égale à 1, $A_I \equiv A_0$ et $A_O \equiv A_{N+1}$. Ainsi, de même que l'éq. (4.32) donnant la population sur les états impairs, la population sur les guides pairs du réseau lorsque $C_k = C_0\ \forall k$, est obtenue par :

$$\frac{A_{2k}(z)}{A_I(z)} = (-1)^k \frac{C_P(z)}{C_0}. \tag{4.42}$$

De l'éq. (4.41), on peut déduire le ratio d'amplitude entre le guide de sortie WG O et le guide d'entrée WG I, qui, dans notre cas où toutes les constantes de couplage intermédiaires sont égales, peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{A_O(z)}{A_I(z)} &= (-1)^{N-2} \frac{C_P(z)C_2C_4...C_{N-1}}{C_1C_3...C_{N-2,}C_S(z)} \\ &= (-1)^{N-2} \frac{C_P(z)C_0^{(N-1)/2}}{C_0^{(N-1)/2}C_S(z)} \\ &= (-1)^{N-2} \frac{C_P(z)}{C_S(z)}. \end{aligned} \tag{4.43}$$

D'après cette équation, il est clair que si les constantes de propagation sont en ordre contre-intuitif, soit $C_S(z)$ avant $C_P(z)$, alors l'état adiabatique $a(z)$ est aligné sur A_I en $z = 0$ et aligné sur A_O en $z = L$.

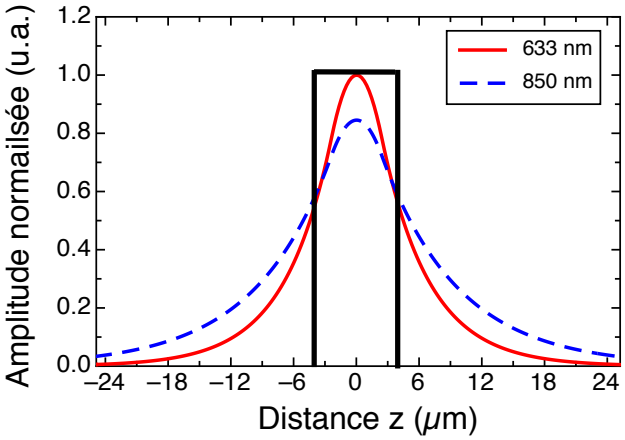


FIGURE 4.10 – Représentation du mode optique fondamental à l'intérieur d'un guide pour deux longueurs d'onde (633 nm et 850 nm). La partie évanescente de l'onde (partie à l'extérieur du guide), responsable du couplage optique, est plus importante pour la longueur d'onde plus élevée. Ainsi la valeur de la constante de couplage augmente avec la longueur d'onde, et de ce fait la valeur à 850 nm est plus importante qu'à 633 nm.

Dès lors, il peut y avoir transfert complet de lumière du guide d'entrée au guide de sortie si le système évolue de façon adiabatique. La condition adiabatique, énoncée auparavant et décrite par l'éq. (4.34) devient, dans le domaine de l'optique :

$$R \equiv \sqrt{\frac{C_{Pmax}^2 + C_{Smax}^2}{n}}\ \tau \gg 1, \tag{4.44}$$

où $n = (N+1)/2$ est fonction du nombre de guides dans le réseau et C_{Pmax} (resp. C_{Smax}) est la valeur maximale de $C_P(z)$ (resp. $C_S(z)$). Au travers de cette équation on remarque qu'en augmentant le nombre de guides dans le réseau, le critère adiabatique est plus difficile à atteindre. Ainsi, pour des constantes de couplage C_{Pmax} et C_{Smax} données, le transfert est adiabatique uniquement pour un nombre fini N_{max} de guides dans le réseau. Au delà, le transfert perd son caractère adiabatique. De plus, comme représenté sur la Figure 4.10, les constantes de couplages sont dépendantes de la longueur d'onde (voir chapitre 1), ce nombre N_{max} est ainsi plus faible pour les courtes longueurs d'onde. En effet, le mode optique est plus confiné dans le guide quand la longueur d'onde diminue et donc la constante de couplage diminue elle aussi. Néanmoins, en choisissant des paramètres adéquats on peut obtenir un transfert adiabatique sur une très large bande de longueurs d'onde. Ceci rend l'étude du transfert adiabatique de lumière particulièrement attractive.

Le graphique de la Figure 4.11 illustre les conséquences de l'évolution de ce critère adiabatique. Les paramètres utilisés correspondent aux paramètres expérimentaux (voir tableau 4.2) et notamment $C_{Pmax} = C_{Smax} = C_0 = 1.1\ \text{mm}^{-1}$ à 633 nm et $C_{Pmax} = C_{Smax} = C_0 = 1.5\ \text{mm}^{-1}$ à 850 nm. Les valeurs de ces constantes de couplage seront justifiées plus en détails dans le paragraphe 4.3.3. Le graphique représente l'efficacité du transfert du guide WG I vers le guide WG O en fonction

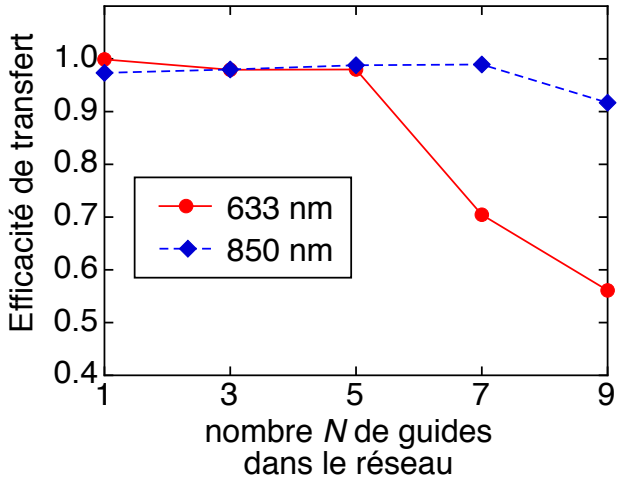


FIGURE 4.11 – Ratio théorique d'intensité $I_O(z = L)/I_I(z = 0)$ correspondant à l'efficacité de transfert tel que décrit dans l'éq. (4.45) et représenté en fonction du nombre N de guides dans le réseau pour deux longueurs d'onde différentes (633 et 850 nm). Les paramètres sont ceux du tableau 4.2.

du nombre de guide N dans le réseau, pour deux longueurs d'onde différentes (633 et 850 nm). L'efficacité de transfert est définie par :

$$\text{Efficacité de transfert} = \frac{I_O(z = L)}{I_I(z = 0)} = \frac{|A_O(z = L)|^2}{|A_I(z = 0)|^2}. \tag{4.45}$$

Cette efficacité est obtenue en résolvant le système d'éq. (4.38).

Le transfert est proche de 1 pour les deux longueurs d'onde jusqu'à $N = 5$ guides dans le réseau. Ensuite, l'efficacité de transfert décroit pour la plus faible longueur d'onde à partir de $N = 7$ et seulement à partir de $N = 9$ pour la longueur d'onde supérieure, confirmant ce que nous attendions.

La Figure 4.12 présente, quant à elle l'intensité lumineuse dans chaque guide le long de la propagation, toujours en résolvant le système d'éq. (4.38). Les graphiques (a, b et c) sont obtenus, dans le cas d'une structure composée d'un réseau de 5 guides ($N = 5$), en considérant une séquence contre-intuitive des constantes de couplage. A chaque fois la lumière est injectée initialement dans le guide WG I. Le graphique (a) a été obtenu en considérant les paramètres normalisés idéaux définis dans le tableau 4.1. En considérant ces paramètres la valeur du critère adiabatique R définit par l'éq. (4.44) est $R \approx 25$. Dans ce cas, comme on peut le remarquer sur le graphique (a), toute l'intensité lumineuse est transférée du guide WG I au guide O. De même, comme attendu, seul les guides pairs du réseau sont légèrement illuminés durant le transfert. De plus, leur intensité est égale ce qui est attendu aussi. Ce graphique constitue ainsi la référence d'un transfert purement adiabatique, il nous informe également de l'ordre de grandeur du critère adiabatique qu'il faut atteindre pour avoir un transfert purement adiabatique.

Les graphiques (b et c), quant à eux sont issus de calculs avec des paramètres ex-

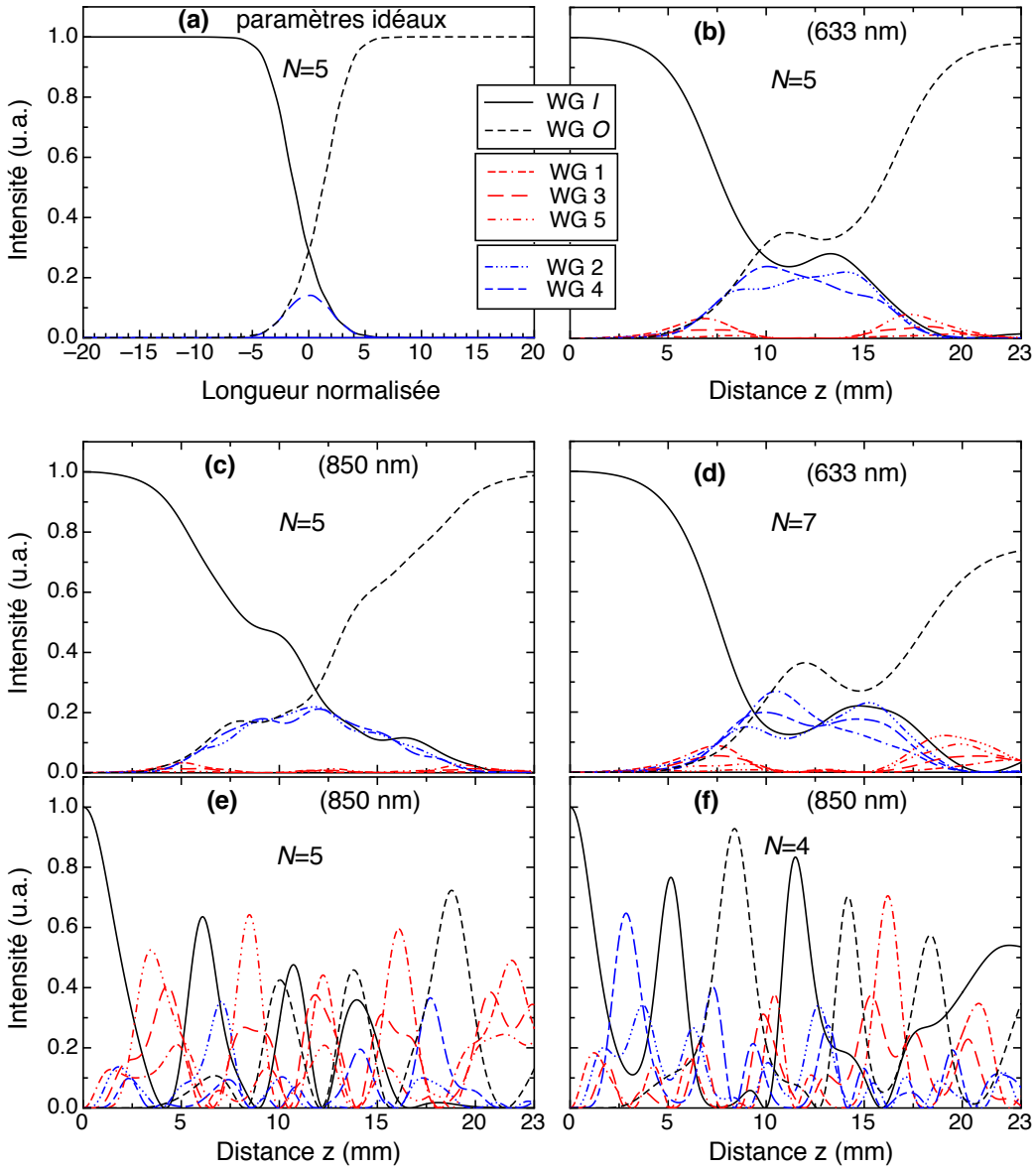


FIGURE 4.12 – Calcul de l'évolution de l'intensité lumineuse le long de la propagation, dans chaque guide pour :

- (a,b,c) Cas contre-intuitif avec $N = 5$
  - (a) paramètres fortement adiabatique comme définis dans le tableau 4.1
  - (b) paramètres expérimentaux du tableau 4.2 à 633 nm
  - (b) paramètres expérimentaux du tableau 4.2 à 850 nm
- (d) Cas contre-intuitif avec $N = 7$ à 633 nm
- (e) Cas intuitif avec $N = 5$ à 850 nm
- (f) Cas contre-intuitif avec $N = 4$ à 850 nm.

Dans aucun de ces deux derniers cas un transfert efficace n'est obtenu.

périmentaux, définis dans le tableau 4.2 et à des longueurs d'onde différentes (resp. 633 et 850 nm). Ces graphiques correspondent aux points $N = 5$ du graphique de la Figure 4.11 donnant l'efficacité de transfert. La encore, quasiment toute la lumière injectée initialement dans WG I est transférée dans WG O à la fin de la propagation, même si, comme on peut le constater sur les graphiques, la dynamique de transfert est quelque peu différente de celle obtenue pour des paramètres fortement adiabatique (graphique 4.12(a)), avec notamment la présence d'oscillations et le léger passage transitoire de lumière dans les guides impairs du réseau. Ceci s'explique facilement par les contraintes expérimentales, et notamment la longueur de propagation limitée, confirmé également par le calcul du critère adiabatique qui est égal à $R(633\text{nm}) \approx 5$ et $R(850\text{nm}) \approx 7$. Néanmoins, dans les deux cas un transfert quasi complet ($> 95\%$) est obtenu.

Enfin, le cas $N = 5$ constitue, d'après le graphe 4.11, le cas limite pour la longueur d'onde 633 nm. Ainsi, la valeur du critère adiabatique obtenu dans ce cas constitue la limite basse, au-deçà de laquelle un transfert quasi complet n'est plus obtenu. Ceci est confirmé par le graphique 4.12(d) obtenu à 633 nm mais avec $N = 7$ guides dans le réseau. Dans ce cas, le transfert entre WG I et WG O n'est plus complet. Le graphique 4.12(e) présente quant à lui la répartition d'intensité le long de la propagation pour des paramètres similaires à ceux du graphe 4.12(c), mais considérant un ordre intuitif des constantes de couplage (voir Figure 4.9). Dans ce cas, comme attendu théoriquement, le transfert efficace de WG I vers WG O n'est pas obtenu et la répartition lumineuse est plus complexe. Enfin, le graphique 4.12(f) est obtenu avec $N = 4$ guides dans le réseau intermédiaire, dans ce cas également le transfert n'a pas lieu et la répartition d'intensité dans les différents guides est là aussi très complexe. En effet dans ce cas, le nombre total de guides est pair et l'Hamiltonien $H(z)$ ne possède pas de valeur propre nulle empêchant l'existence de l'état de transfert adiabatique.

4.3.3 Résultats expérimentaux

4.3.3.1 Dispositif expérimental

Les structures réalisées expérimentalement sont celles présentées précédemment sur les Figures 4.8 et 4.9. Ces structures sont réalisées grâce à la technique d'illumination latérale présentée théoriquement lors du chapitre 2 et expérimentalement lors du chapitre 3 et dont le schéma de principe est rappelé ci-après sur la Figure 4.13. L'image de la structure désirée est envoyée sur le modulateur spatial de lumière (SLM) et est imprimée sur le front d'onde du faisceau de contrôle. Le faisceau est ensuite imagé sur le cristal de SBN de 23 mm de long soumis à un champ électrique. L'action combinée du champ électrique ainsi que de l'intensité de contrôle conduit, grâce au processus photoréfractif, à une structuration de l'indice de réfraction du matériau en accord avec la structure envoyée au SLM, comme il a été montré au cours du chapitre 3. La structure peut ensuite être sondée par deux lasers de longueurs d'onde différentes, mis en parallèle, afin de pouvoir démontrer le caractère large bande du STIRAP multiple. De plus, le cristal est placé dans un interféromètre de Mach-Zehnder afin d'avoir une indication précise du contraste d'indice engendré. Enfin, la face de sortie du cristal est imagée sur une caméra CCD afin d'avoir accès

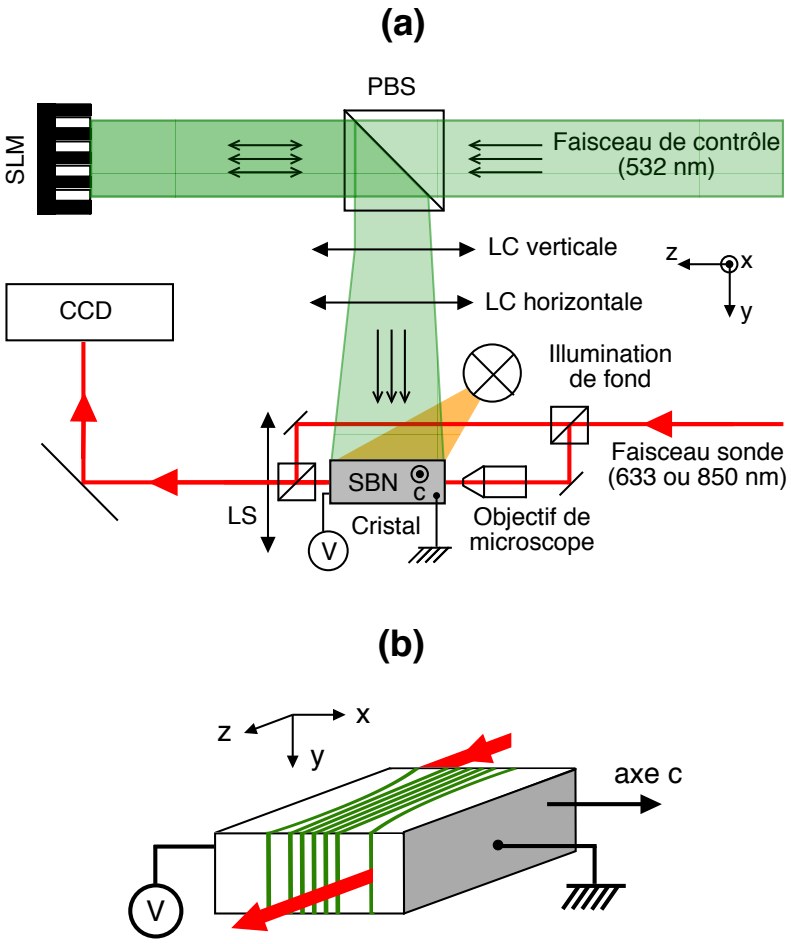


FIGURE 4.13 – (a) : Schéma de principe de la technique d'illumination latérale utilisée pour la photo-inscription de structures optiques dans un cristal de SBN. (b) : Zoom sur la région du cristal.

à la répartition d'intensité finale à la sortie de la structure inscrite. La partie (b) de la Figure 4.13 montre un zoom sur la zone du cristal avec une représentation de la structure correspondant au cas contre-intuitif ainsi que le parcours du faisceau sonde

Les paramètres utilisés dans nos expériences sont ceux définis dans le tableau 4.2 et utilisés pour les calculs réalisés précédemment. Le champ électrique appliqué est de $E_0 = 3$ kV/cm ce qui conduit à un contraste d'indice effectif, mesuré interférométriquement, dans la structure de $\Delta n \approx 10^{-4}$.

4.3.3.2 Estimation des constantes de couplage

Comme nous en avons déjà discuté précédemment, le paramètre le plus difficile à mesurer expérimentalement est la constante de couplage dans le réseau qui est aussi la valeur maximale des constantes de couplage $C_P(z)$ et $C_S(z)$. Aussi nous avons adopté la même technique de mesure que celle décrite dans le paragraphe 3.3.1 du

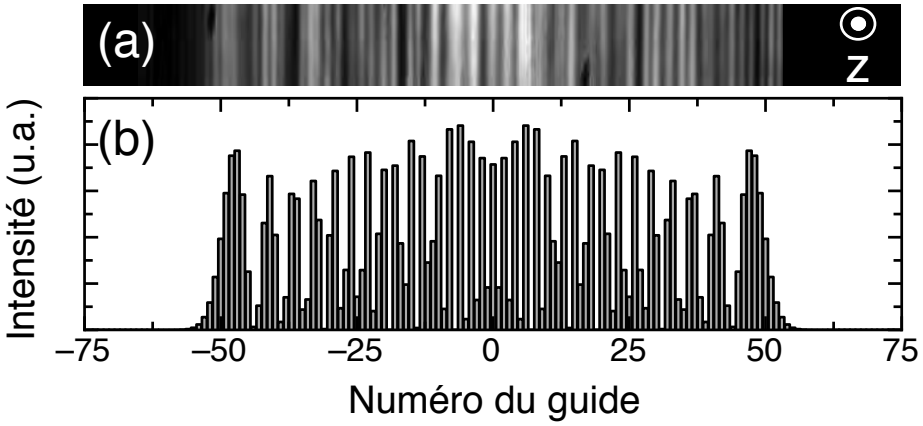


FIGURE 4.14 – (a) : Distribution d'intensité obtenue expérimentalement avec un faisceau sonde à 633 nm pour un réseau comportant 151 guides de période $\Lambda = 9.6$ µm est inscrit. Par comparaison de l'amplitude de la diffraction (nombre de guides) avec (b) celle obtenue par calculs CMT pour les mêmes paramètres ($\Lambda = 9.6$ µm et $\Delta n \approx 10^{-4}$), on obtient une valeur fidèle de la constante de couplage.

chapitre 3. Ainsi, afin de déterminer au plus juste la valeur de ces constantes de couplage, nous avons étudié la diffraction d'un faisceau dans un réseau de même périodicité et contraste d'indice que le réseau de la structure STIRAP mais comportant un grand nombre de guides. En comparant le nombre de guides touchés par la diffraction (amplitude transverse de la diffraction) avec la diffraction discrète obtenue par calculs avec la théorie des modes couplés, il est possible d'obtenir une appréciation au plus juste de la constante de couplage du réseau. De plus, comme nous l'avions également déjà dit, cette méthode d'estimation des constantes de couplage permet de prendre en compte un possible effet des seconds voisins sur le couplage.

A titre d'exemple, la Figure 4.14(a) représente la diffraction discrète obtenue dans le cas d'un faisceau sonde à 633 nm pour un réseau de contraste d'indice $\Delta n \approx 10^{-4}$ et périodicité $\Lambda = 9.6$ µm, tous deux identiques au réseau intermédiaire dans le STIRAP. La comparaison de l'amplitude de la diffraction avec des calculs issus de la théorie des modes couplés (voir Figure 4.14(b)) conduit à une constante de couplage à 633 nm de $C = 1.1 \pm 0.1$ mm^{-1}. En réalisant la même expérience à 850 nm, on obtient $C = 1.5 \pm 0.1$ mm^{-1}. La valeur de l'incertitude correspond à la plage des constantes de couplage donnant par les calculs une amplitude de diffraction similaire.

D'autres mesures sur le même principe ont également été faites avec des réseaux de différentes périodicités afin de vérifier la variation gaussienne des constantes de couplage $C_P(z)$ et $(C_S(z)$. Les résultats obtenus sont en accord avec la variation voulue (voir Figure 4.8(b)).

4.3.3.3 Résultats

Un résumé des différents résultats obtenus expérimentalement est donné sur la Figure 4.15, contenant images expérimentales ainsi que les distributions d'intensité cor-

respondantes. Les Figures 4.15(a)-4.15(g), ont été obtenues avec la structure donnée par la Figure 4.8 et correspondent au cas contre-intuitif pour deux longueurs d'onde (633 et 850 nm). La Figure 4.15(h) correspond quant à elle au cas intuitif obtenu à 850 nm avec la structure représentée sur la Figure 4.9, tandis que la Figure 4.15(i) correspond à un cas contre-intuitif mais avec un nombre pair ($N = 4$) de guides dans le réseau. Le nombre de guides dans le réseau pour les cas contre-intuitifs avec un nombre impair de guides est égal à $N = 5$ (Figures 4.15(a,b)), $N = 7$ (Figures 4.15(c,d)), $N = 9$ (Figures 4.15(e,f)) et enfin $N = 11$ (Figure 4.15(g)). Les abscisses des différentes figures donnent la position des guides à la fin du cristal. Il est à noter que si uniquement le guide d'entrée compose la structure toute la lumière ressort à la position I sur les figures.

La première chose à remarquer est qu'il faut bien un ordre contre-intuitif des constantes de couplage $C_P(z)$ et $C_S(z)$ pour avoir un phénomène STIRAP. En effet, en comparant, les Figures 4.15(a) et (h), qui sont obtenues toutes les deux sous les mêmes conditions expérimentales (à 850 nm) mais pour un ordre respectivement contre-intuitif et intuitif, on peut remarquer qu'un transfert efficace de WG I vers WG O n'intervient que dans le cas contre-intuitif. Dans le cas intuitif, la répartition d'intensité sur les différents guides de la structure est plus complexe. Il faut également un nombre impair de guides dans le réseau, en effet dans le cas où il y a un nombre pair de guides dans le réseau (Figure 4.15(i)), comme attendu le transfert effectif de WG I vers WG O n'est pas obtenu.

Ensuite, lorsque le nombre N de guides augmente, l'efficacité de transfert doit, d'après ce qui a été dit auparavant, décroitre à partir d'une valeur maximale N_{max} qui doit être plus importante pour des longueurs d'ondes plus grandes. Expérimentalement, le transfert est adiabatique pour les deux longueurs d'onde jusqu'à $N = 5$ (voir Figures 4.15(a) et (b)). En augmentant le nombre de guides intermédiaires à $N = 7$ ou $N = 9$, l'efficacité de transfert jusqu'au dernier guide décroit pour la longueur d'onde la plus basse (633 nm, Figures 4.15(d) et (f)) en accord avec la figure théorique (Figure 4.11). Il est à noter que dans le cas $N = 7$ le critère adiabatique, tel que défini par l'éq. (4.44) est $R \approx 6$. Dans le même temps, le transfert reste très bon pour la longueur d'onde proche infra-rouge (850 nm, voir Figures 4.15(c) et (e)), même si la théorie prédit une baisse d'environ 10% pour $N = 9$. Néanmoins, une importante diminution du transfert est finalement obtenue à 850 nm pour le cas $N = 11$ (voir Figure 4.15(g)) pour lequel $R \approx 6$. Ceci nous permet de dire qu'expérimentalement, la valeur du critère adiabatique doit être supérieure à 6 pour obtenir un transfert efficace ce qui est en accord avec la valeur trouvée par les calculs.

Ces résultats confirment nos calculs théoriques et vont plus loin que la littérature existante, puisque notre étude a montré une analogie au phénomène de STIRAP multiple jusqu'à 5 guides intermédiaires pour deux longueurs d'onde espacées de plus de 200 nm. De plus, pour la longueur d'onde la plus élevé, le nombre de guides intermédiaires peut être augmenté jusqu'à 9. Comme attendu théoriquement, en dépassant le nombre N_{max} de guides, l'efficacité de transfert chute. Il est à noter que le nombre intermédiaire de guides ainsi que la plage spectrale de fonctionnement peuvent également être augmentés simplement en utilisant des échantillons plus long et permettraient d'avoir une zone d'interaction des constantes de couplage plus importante, ce qui permettrait de satisfaire plus largement le critère adiabatique.

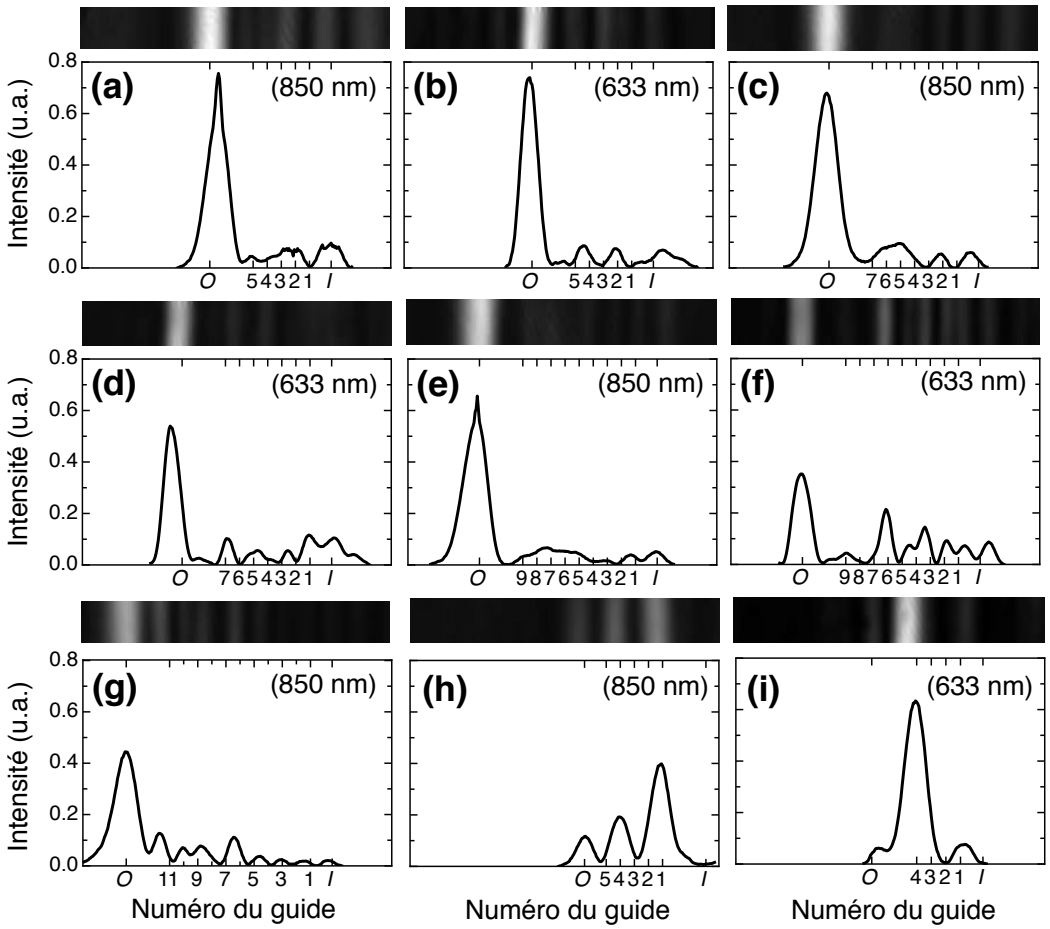


FIGURE 4.15 – Distributions d'intensité obtenues expérimentalement dans le cas contre-intuitif pour deux longueurs d'onde différentes ((a,c,e,g) à 850 nm et (b,d,f) à 633 nm) : (a,b) pour $N = 5$, (c,d) pour $N = 7$, (e,f) pour $N = 9$, (g) pour $N = 11$. (h) : Exemple d'un cas intuitif pour $N = 5$ à 850 nm et (i) : exemple d'un cas contre-intuitif avec un nombre pair de guides dans le réseau ($N = 4$) à 633 nm. A chaque fois, un encart comprenant l'image expérimentale de la face de sortie du cristal est également donné.

4.4 Réalisation d'un diviseur de faisceau multiple très large bande[9]

Dans cette partie nous allons utiliser le transfert de lumière adiabatique pour la démonstration d'un diviseur de faisceau très large bande. Les diviseurs de faisceau sont l'un des plus importants éléments d'optique. En effet, ils forment le composant de base nécessaire à la réalisation de nombreux systèmes optiques, comme les multiplexeurs et démultiplexeurs mais également les diviseurs de puissance. Ils sont, par ailleurs, essentiels pour la réalisation d'opérations quantiques logiques nécessaires à la future élaboration d'ordinateurs quantiques [211].

Les diviseurs de faisceau conventionnellement utilisés en optique intégrée sont pour l'instant basés principalement sur des coupleurs directionnels. Dans ce sens, ils sont fabriqués pour une longueur d'onde précise et souffrent ainsi de nombreuses limitations chromatiques. Le transfert adiabatique de type STIRAP, qui est comme nous l'avons vu auparavant très large bande, peut offrir une solution à ce problème. D'ailleurs, un diviseur de faisceau multiple 1 vers 3 basé sur le STIRAP multiple [206] et un diviseur 1 vers n basé sur une configuration des guides non planaire (en trois dimensions) ont été proposés théoriquement [207]. De plus, un diviseur de faisceau 1 vers 2 très large bande utilisant le phénomène de STIRAP fractionnel [212] a également été démontré expérimentalement en utilisant une structure obtenue par gravure par laser femtoseconde [205].

Néanmoins, le développement de composants photoniques très large bande requiert d'avoir accès à un nombre important de sorties. Dans cette partie, nous proposons théoriquement et démontrons expérimentalement un nouveau concept de diviseur de faisceau exploitant l'évolution d'un état de transfert adiabatique dans le système conduisant à une division multiple et très large bande d'un faisceau de 1 vers n ports de sortie. En particulier, nous montrons sa réalisation expérimentale dans le cas particulier de 1 vers 3. Comme dans la section 4.3, nous testons son efficacité à deux longueurs d'onde (633 et 850 nm).

4.4.1 Étude théorique

Comme nous l'avons vu au cours de la partie précédente, pour avoir création d'un état de transfert adiabatique nécessaire au phénomène de STIRAP il faut avoir entre autre une séquence contre-intuitive des constantes de couplage ainsi qu'un nombre impair de guides. La clé du raisonnement ici est d'avoir une séquence contre-intuitive des constantes de couplage non plus entre les deux premiers et les deux derniers guides de la structure comme pour le STIRAP multiple mais entre les deux premiers et le deuxième et troisième guides. Ainsi, dans ce cas, afin d'obtenir la même séquence, adaptée à notre cas, des constantes de couplage que celle donnée sur la Figure 4.8(b), il faut moduler l'espace inter-guide entre les deux premiers guides et les deuxième et troisième guides.

Cette séquence particulière est obtenue par la structure donnée sur la Figure 4.16(a). Dans ce cas, le guide d'entrée est toujours appelé WG I tandis que le

[9] La majeure partie de ces résultats a été publiée dans [208].

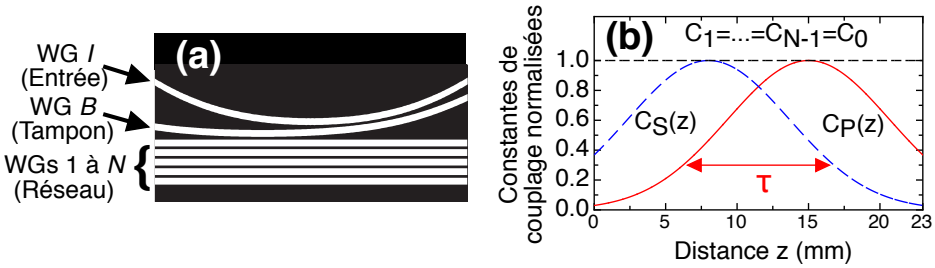


FIGURE 4.16 – (a) Structure de guides correspondant au cas contre-intuitif utilisée pour la réalisation d'un diviseur de faisceau très large bande et (b) évolution longitudinale des constantes de couplage correspondantes.

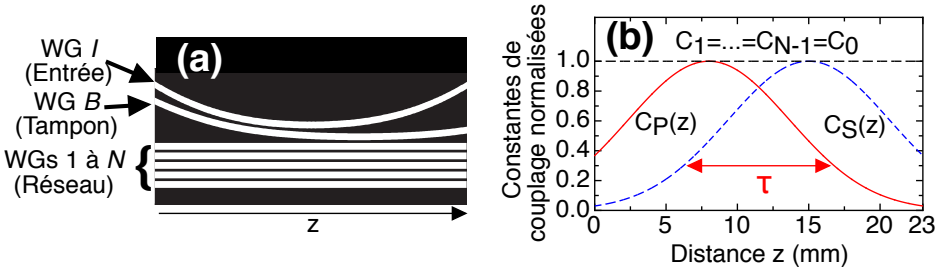


FIGURE 4.17 – (a) Structure de guides correspondant au cas intuitif et (b) évolution longitudinale des constantes de couplage correspondantes.

deuxième guide est appelé guide tampon WG B. Les guides du réseau périodique (composé de guides identiques régulièrement espacés) sont quant à eux appelés WG 1 à N où N est le nombre de guide dans le réseau comme auparavant. De même $C_P(z)$ désigne la constante de couplage entre WG I et WG B tandis que $C_S(z)$ désigne cette fois la constante de couplage entre WG B et WG 1. Comme on peut le voir, l'espace entre les guides WG I et WG B est initialement plus grand qu'entre les guides WG B et WG 1. Ainsi, le point de rapprochement maximal est atteint en premier pour les guides WG B et WG 1. Ceci conduit à obtenir une séquence contre-intuitive de ces constantes de couplage $C_P(z)$ et $C_S(z)$ identique à celle utilisée au paragraphe précédent et donnée sur la Figure 4.16(b). Le cas intuitif sera également étudié, ainsi la structure et l'évolution longitudinale des constantes de couplage du cas intuitif sont données sur la Figure 4.17.

L'évolution de la lumière dans ce type de structure peut, là encore, être décrite par l'équation de la théorie des modes couplés :

$$i\frac{d}{dz}\mathbf{A}(z) = \mathcal{H}\mathbf{A}(z) \tag{4.46}$$

où $\mathbf{A}(z) = [A_I(z), A_B(z), A_1(z), \cdots, A_N(z)]^T$ est l'amplitude des modes dans les guides individuels et, dans ce cas particulier, l'Hamiltonien (4.39) devient :

$$\mathcal{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_P(z) & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ C_P(z) & 0 & C_S(z) & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & C_S(z) & 0 & C_1 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & C_1 & 0 & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \ddots & C_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{N-1} & 0 \end{pmatrix}. \tag{4.47}$$

Similairement à l'éq. (4.43), dans le cas où tous les C_N sont égaux, en considérant la théorie du STIRAP multiple [195], la distribution relative d'amplitude à la sortie de la structure ($z = L$) d'un guide de numéro impair du réseau par rapport au guide d'entré, peut se mettre sous la forme :

$$\frac{A_{2k-1}(z=L)}{A_I(z=L)} = (-1)^k \frac{C_P(L)}{C_S(L)} \prod_{j=1}^{k-1} \frac{C_{2j-1}}{C_{2j}} = (-1)^k \frac{C_P(L)}{C_S(L)}, \tag{4.48}$$

On obtient aussi, $A_{2k}(L) = 0$ et $A_B(L) = 0$. Comme précédemment on remarque que tous les guides pairs de la structure ne sont pas peuplés, au cours de la dynamique. La dernière égalité dans l'éq. (4.48) est due au faite que dans notre cas toutes les constantes de propagation du réseau sont identiques ($C_1 = C_2 = \cdots = C_{N-1} = C_0$). De plus, dans le cas contre-intuitif $C_S(z) \ll C_P(z)$ vers la fin de la structure, le guide d'entrée se dépeuple à la fin de la dynamique au profit des guides impairs du réseau. Dès lors, en couplant toute la lumière dans le guide d'entrée initialement $\mathbf{A}(z=0) = \frac{1}{\sqrt{n}}[1, 0, \ldots, 0]^T$, l'amplitude du champ à la sortie vaut :

$$\mathbf{A}(z=L) = \frac{1}{\sqrt{n}}[0, 0, -1, 0, 1, \ldots, -1, 0, 1]^T, \tag{4.49}$$

où $n = (N+1)/2$ est le nombre de sorties contenant de la lumière (nombre de ports de sortie). Cette solution est valide, tant que la condition adiabatique définie par l'éq. (4.44) est remplie. Ceci permet d'envisager un grand nombre de ports de sortie ainsi qu'un fonctionnement achromatique sur une grande plage de longueur d'onde. De plus, comme l'éq. (4.48) le prévoit, le ratio d'intensité peut être différent pour chaque sorties. Pour ce faire il suffit de choisir des constantes de couplage différentes dans le réseau. Cependant, dans la suite de l'étude et notamment pour la démonstration expérimentale on considèrera un nombre de sortie égal à trois (soit $N = 5$) et des constantes de couplage égales $C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = C_0$.

La Figure 4.18 présente les calculs de l'intensité dans chaque guide le long de la propagation pour différents paramètres. La Figure 4.18(a) a été obtenue pour $N = 5$, une séquence contre-intuitive et les paramètres idéaux donnés dans le tableaux 4.1 (également utilisés pour le STIRAP, voir Figure 4.12(a)). Dans ce cas, l'intensité initialement entièrement injectée dans le guide d'entré WG I est entièrement dirigée vers les trois guides impairs du réseau suivant un ratio identique comme prévu par l'éq.(4.49). Le critère adiabatique, pour ce cas, est $R \approx 25$.

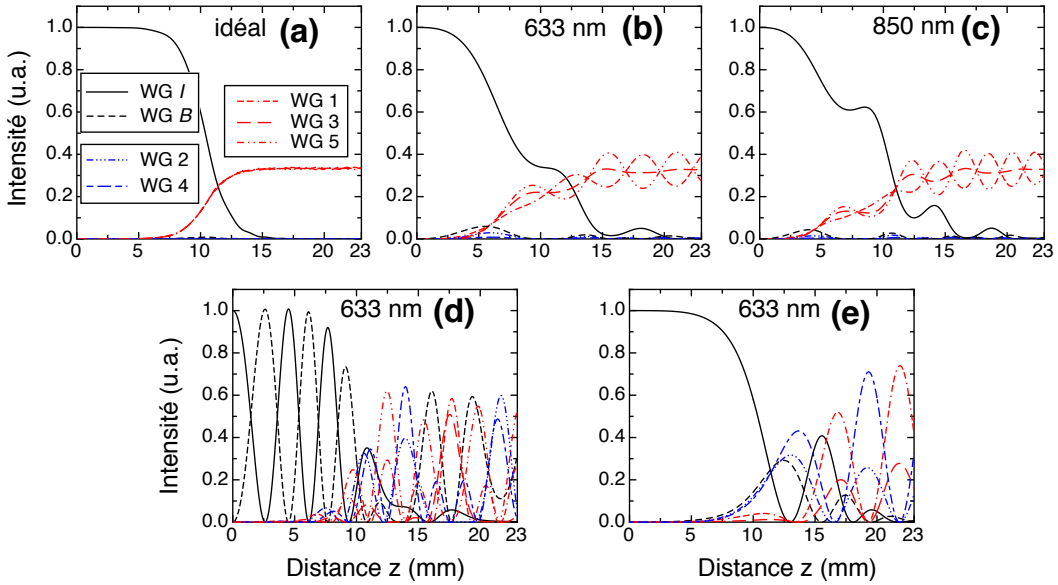


FIGURE 4.18 – (a)-(c) : Calculs de l'évolution de l'intensité pour $N = 5$ dans le cas contre-intuitif. (a) : Avec les paramètres idéaux donnés dans le tableau 4.1($R \approx 25$), (b) et (c) : avec les paramètres expérimentaux identiques à ceux utilisés auparavant pour le STIRAP, à 633 nm ($R \approx 7$) et à 850 nm ($R \approx 10$) respectivement. (d) : Calculs de l'évolution de l'intensité pour $N = 5$ mais un ordre intuitif entre $C_P(z)$ et $C_S(z)$ et (e) : un nombre pair de guides avec un ordre contre-intuitif.

Les Figures 4.18 ont également été calculées pour $N = 5$ et une séquence contre-intuitive mais avec des paramètres identiques aux paramètres expérimentaux (également identiques à ceux utilisés pour le STIRAP, voir Figures 4.12(b,c)). Dans ce cas également, toute la lumière initialement injectée dans le guide WG I est répartie en trois sorties correspondant aux guides impairs du réseau pour les deux longueurs d'ondes ((b) à 633 nm et (c) à 850 nm). Les légères oscillations proviennent du fait que, comme pour le STIRAP, les paramètres utilisés ne sont pas rigoureusement adiabatiques. Enfin, les Figures 4.18(d) et (e) correspondent à des cas où le diviseur de faisceau ne fonctionne pas. En effet, ils sont obtenus pour un ordre intuitif (Figure 4.18(d)) ce qui entraine des très fortes oscillations de l'intensité au cours de la propagation entre les guides pairs et impairs. La Figure 4.18(e) considère, quant à elle, un nombre pair de guides dans le réseau pour lequel la théorie prévoit, en analogie avec la théorie quantique, qu'il ne peut pas y avoir existence d'un état de transfert adiabatique qui correspond au guide WG I (analogue à l'état $|1\rangle$ en physique quantique) en début de structure.

4.4.2 Démonstration expérimentale

Les structures optiques correspondants au cas contre-intuitif et intuitif données sur les Figures 4.16 et 4.17 sont obtenues, comme auparavant, par la technique d'illumination latérale. De même tous les paramètres expérimentaux sont les mêmes que pour les expériences sur le STIRAP multiple et correspondent aux paramètres uti-

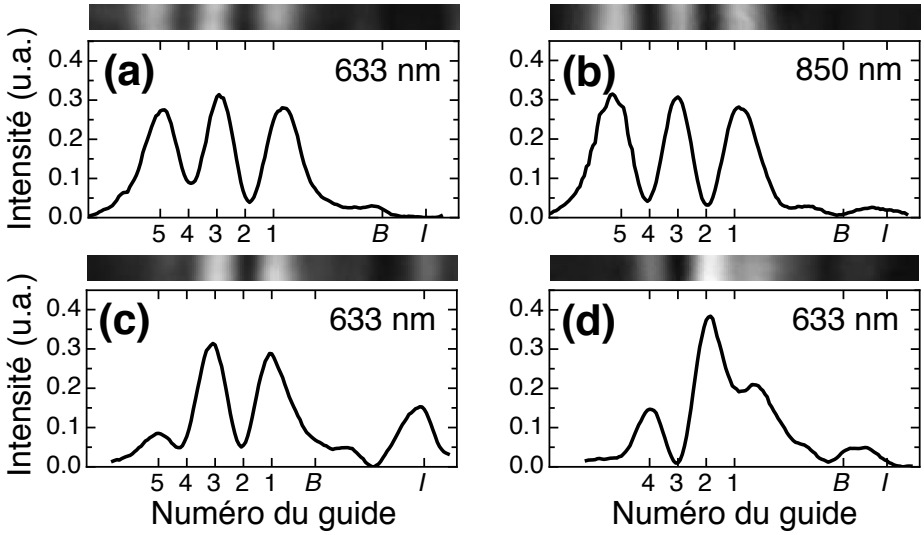


FIGURE 4.19 – (a,b) Profils d'intensité obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal sur une caméra CCD, pour le cas $N = 5$ avec une séquence contre-intuitive des constantes de couplage et à deux longueurs d'onde différentes ((a) : 633 nm et (b) 850 nm), (c) : cas d'un ordre intuitif et (d) cas d'un ordre contre-intuitif mais avec un nombre pair de guides dans le réseau.

lisés pour les calculs théoriques de la partie précédente. Pour rappel les constantes de couplages maximales sont $C_P\text{max}(633\text{ nm}) = C_S\text{max}(633\text{ nm}) = C_0(633\text{ nm}) = 1.1 \pm 0.1\text{ mm}^{-1}$ et $C_P\text{max}(850\text{ nm}) = C_S\text{max}(850\text{ nm}) = C_0(850\text{ nm}) = 1.5 \pm 0.1\text{ mm}^{-1}$. Comme auparavant, les distributions expérimentales d'intensité à la sortie du cristal ainsi que les images expérimentales correspondantes sont données (Figure 4.19).

Comme on peut le voir sur les Figures 4.19(a) et (b), pour un nombre impair de guides dans le réseau ($N = 5$) et un ordre contre-intuitif des constantes de couplages, la lumière initialement injectée entièrement dans le guide WG I est divisée de façon égale sur trois ports de sortie correspondant aux guides impairs du réseaux, alors que les guides pairs ne contiennent pratiquement aucune intensité. Plus important encore, cette division se produit pour les deux longueurs d'ondes espacées de plus de 200 nm. Ceci démontre la réalisation expérimentale d'un diviseur de faisceau 1 à 3 très large bande. Aussi dans les autres cas, incluant une séquence intuitive (Figure 4.19(c)) ou un nombre pair de guides dans le réseau (Figure 4.19(d)), la division de lumière en ratio égaux sur les guides impairs du réseau n'est pas obtenue.

Enfin, en reconsidérant l'éq. (4.49), on remarque que les différents ports de sortie doivent être déphasés de π l'un par rapport à l'autre. Ceci est vérifié expérimentalement en utilisant des mesures interférométriques, réalisées grâce à l'interféromètre de Mach-Zehnder présent sur le montage. Les résultats obtenus sont donnés sur la Figure 4.20. La Figure 4.20(a) est obtenue lorsqu'aucune structure n'est inscrite, elle constitue la référence. Puis la structure est inscrite, l'interférogramme correspondant est donné sur la Figure 4.20(b) démontrant que les ports de sortie sont bien déphasés de π les uns par rapport aux autres.

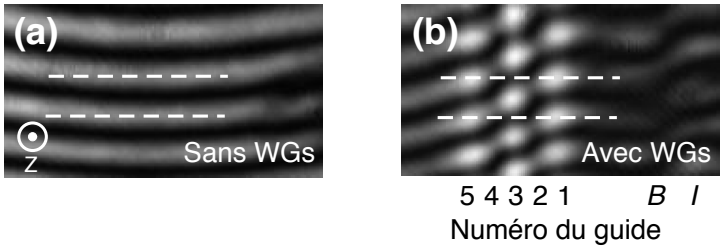


FIGURE 4.20 – Interférogrammes obtenus avec le faisceau sonde (a) en l'absence de structure inscrite, constituant la référence, et (b) avec la structure du diviseur de faisceau inscrite montrant le déphasage de π entre les différentes sorties.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le phénomène de STIRAP en physique quantique a été introduit. Puis une analogie optique à ce phénomène a été donnée au sein d'un réseau de guides couplés. En utilisant la technique d'illumination latérale nous avons pu réaliser sa démonstration expérimentale à deux longueurs d'ondes séparées de plus de 200 nm et confirmant le caractère très large bande du transfert. De plus, un critère adiabatique nécessaire pour obtenir le transfert a été introduit. Sa dépendance en fonction de la longueur d'onde et du nombre de guides intermédiaires a été étudiée. Il est apparu que le transfert adiabatique ne peut avoir lieu que pour un nombre fini N de guides intermédiaires. Au delà, l'adiabaticité est perdue. Tous les résultats expérimentaux obtenus confirment les attentes théoriques.

Puis, le principe du transfert adiabatique a été utilisé pour la réalisation d'un diviseur de faisceau très large bande. Dès que la condition adiabatique est satisfaite, ce nouveau concept de diviseur de faisceau permet d'obtenir plusieurs ports de sortie dont le ratio d'intensité est directement lié au rapport des constantes de couplage du réseau. Ainsi, si celui-ci est constant, comme dans notre cas d'étude, les ratios sont égaux. Les résultats obtenus à deux longueurs d'onde différentes confirment les attentes théoriques. De même, nous avons démontré que la lumière en sortie est déphasée de π entre chaque ports de sortie. Tout ceci permet d'entrevoir un nouveau concept pour des diviseurs de faisceau très large bande. Cela pourrait être très utile pour des applications en optique intégrée nécessitant la réalisation de composants optiques peu sensibles à la longueur d'onde.

Chapitre 5

Analogies à la transparence induite électromagnétiquement et à l'effet Autler-Townes

Au cours du chapitre précédent, nous avons utilisé les similarités entre le formalisme de la théorie des modes couplés et l'équation de Schrödinger afin de démontrer une analogie à l'effet STIRAP dans un réseau de guides. De plus, nous avons également utilisé cet effet pour la réalisation d'un diviseur de faisceau achromatique. Ce dernier chapitre propose de poursuivre le champ d'investigation des analogies entre le monde quantique et l'optique. Ainsi, après avoir donné brièvement le principe quantique de la transparence induite électromagnétiquement et de l'effet Autler-Townes, une analogie à ces phénomènes sera réalisée avec des guides d'onde photo-induits.

Sommaire

5.1 Introduction 119
5.2 L'EIT et l'effet Autler-Townes en physique quantique . 120
5.2.1 L'EIT 120
5.2.2 L'effet Autler-Townes 123
5.3 Analogie optique à l'EIT et à l'effet Autler-Townes . . . 124
5.3.1 Motivations 124
5.3.2 L'EIT et l'effet Autler-Townes dans le monde optique . . 125
5.3.3 Résultats expérimentaux 131
5.3.3.1 Analogie à l'EIT 131
5.3.3.2 Analogie à l'effet Autler-Townes 137
5.4 Conclusion 138

5.1 Introduction

La transparence induite électromagnétiquement (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) est une non-linéarité optique cohérente modifiant de façon importante les propriétés optiques d'un matériau à proximité d'une résonance atomique lorsqu'un champ électromagnétique est appliqué. Comme son nom l'indique, une des propriétés est de créer une fenêtre de transparence pour une bande spectrale étroite au sein d'une résonance normalement très absorbante.

Cet effet fût prédit en 1990 de façon théorique par Harris *et al.* [213, 214] en reprenant des aspects du piégeage cohérent de population (Coherent Population Trapping, CPT [215]). La première démonstration expérimentale fût réalisée par Boller *et al.* peu de temps après, dans des vapeurs de Strontium [216], et par Field *et al.* dans des vapeurs de Plomb [217].

En plus de la création d'une fenêtre de transparence, un des autres effets majeur de l'EIT est l'augmentation très importante de la dispersion dans la fenêtre de transparence permettant entre autre de diminuer très fortement la vitesse de groupe d'une onde s'y propageant. L'EIT est ainsi une des principales voies utilisées lors de la réalisation d'expériences de lumière lente.

Dès lors, depuis les premières publications de Harris *et al.*, le nombre d'articles utilisant l'EIT a augmenté très fortement et un large éventail de phénomènes a été étudié. On peut notamment citer, l'obtention d'une conversion de fréquence non-linéaire très efficace [218], ainsi un faisceau laser à 293 nm a été obtenu à partir d'un faisceau intense à 425 nm avec une efficacité de conversion de 40 %. De même, la réduction de vitesses de groupe en deçà de 8 m/s a été obtenue [219]. Un très large éventail d'autres applications dans lesquels l'EIT est utilisée est disponible dans les revues faites par Fleischhauer [220] et Marangos [221].

L'effet Autler-Townes, quant à lui, fût découvert en 1955 par Autler et Townes [222]. Initialement, il était appelé effet Stark alternatif (effet Stark AC). Il consiste en la modification de l'absorption d'un matériau lorsqu'un champ électromagnétique oscillant (par exemple un laser) est appliqué. Il permet en outre une mesure précise de la fréquence de Rabi du champ électromagnétique appliqué. Même si sa découverte est bien antérieure à celle de l'EIT, l'effet Autler-Townes peut s'expliquer de façon intuitive à partir de ce dernier. Il est notamment très utilisé en spectroscopie.

Dans un premier temps, les bases théoriques de l'EIT seront données. L'étude des propriétés de dispersion, reposant sur la résolution des équations de Bloch, ne sera pas faite dans ce manuscrit. Une étude plus approfondie de l'EIT peut néanmoins facilement être trouvée, entre autres, dans la revue de Fleischhauer [220]. Puis, à partir des résultats obtenus pour l'EIT, l'effet Autler-Townes sera expliqué de façon intuitive. Une étude plus approfondie pouvant être trouvée dans [222]. La seconde partie de ce dernier chapitre sera consacrée à la réalisation des analogies optiques à ces deux effets.

5.2 La transparence induite électromagnétiquement (EIT) et l'effet Autler-Townes en physique quantique

5.2.1 L'EIT

L'EIT ne peut avoir lieu que dans des atomes ayant une structure d'énergie particulière. Considérons dans notre cas, un système quantique composé de trois niveaux d'énergie suivant un schéma en lambda (Λ) possédant deux transitions dipolaires permises, comme représenté sur la Figure 5.1. Ainsi les transitions de $|1\rangle$ vers $|2\rangle$ et de $|2\rangle$ vers $|3\rangle$ sont permises tandis que la transition de $|1\rangle$ vers $|3\rangle$ est interdite. Cette structure est en tout point équivalente à la structure précédemment étudiée dans le cas du STIRAP à 3 niveaux (voir Figure 4.2, paragraphe 4.2.2, chapitre 4).

L'impulsion laser couplant les deux premiers niveaux est appelé impulsion sonde et possède une fréquence de Rabi Ω_{sonde}, tandis que l'impulsion laser couplant les deux derniers niveaux est appelé impulsion pompe et possède une fréquence de Rabi Ω_{pompe}. Les fréquences de Rabi sont supposées être en résonance avec les transitions dipolaires.

Aussi, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 4, un tel système peut être décrit par l'équation de Schrödinger (4.6) :

$$\hbar \frac{d}{dt}\mathbf{A}(t) = -i\mathcal{H}\mathbf{A}(t), \tag{5.1}$$

où $\mathbf{A}(t) = [A_1(t), A_2(t), A_3(t)]^T$ est un vecteur colonne à 3 composantes regroupant les amplitudes de probabilité de présence de population sur chaque niveaux, et

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & \Omega_{sonde} & 0 \\ \Omega_{sonde} & 0 & \Omega_{pompe} \\ 0 & \Omega_{pompe} & 0 \end{pmatrix} \tag{5.2}$$

est l'Hamiltonien décrivant le système.

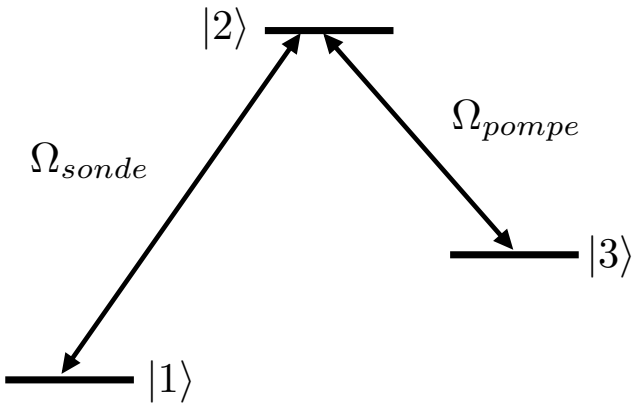


FIGURE 5.1 – Système quantique à trois niveaux de type Λ utilisé pour l'EIT. L'état $|1\rangle$ est initialement peuplé.

L'EIT a lieu lorsque $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$ et peut être expliqué de deux façons différentes. La première, assez intuitive, fait intervenir la notion d'interférences quantiques destructives.

En effet, initialement, les atomes sont principalement accumulés dans l'état de plus basse énergie $|1\rangle$. Lorsque seul le pulse sonde couplant les deux premiers niveaux est appliqué, puisqu'il est en résonance avec la transition de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|2\rangle$ certains atomes absorbent l'énergie et sont excités vers l'état $|2\rangle$. Puis, lorsque le pulse pompe couplant les deux derniers niveaux est appliqué conjointement, les atomes ont alors deux chemins possible pour rejoindre l'état $|2\rangle$:

- soit, comme précédemment, directement depuis l'état de plus basse énergie : $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$;
- soit via le chemin : $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$.

Dans le cas où, $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$, les deux chemins différents ont une probabilité égale de se produire. Or, d'après l'équation de Schrödinger (5.1), chaque transition d'un niveau d'énergie à un autre est accompagnée d'un déphasage de l'amplitude de probabilité de $\pi/2$ (dû à la multiplication par i). Les amplitudes de présence suivant les deux chemins sont alors déphasées de π l'une par rapport à l'autre. Dès lors, elles interfèrent destructivement et la probabilité de présence sur l'état $|2\rangle$ devient nulle. Toute la population reste dans l'état $|1\rangle$. Ainsi, puisque la transition de $|1\rangle$ vers $|2\rangle$ ne peut plus avoir lieu, le matériau devient transparent pour cette transition.

La deuxième approche pour expliquer le phénomène d'EIT fait appel à la notion d'états habillés ("dressed states") déjà vu dans le chapitre 4 au sujet du STIRAP.

En effet, dans le cas où, $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$, il est naturel d'exprimer l'Hamiltonien (5.2), dans une nouvelle base d'états permettant de diagonaliser la partie correspondant au fort couplage. Les nouveaux états propres, combinaisons linéaires des états $|2\rangle$ et $|3\rangle$, sont obtenus par rotation suivant la même démarche que celle utilisée au paragraphe 4.2.2 dans le cas du STIRAP.

Dans le cas particulier de l'EIT, dû au fait que $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$, l'angle Θ précédemment défini par l'éq. (4.19a) vaut $\Theta = 0$, de même, comme il n'y a pas de désaccord entre les fréquences de Rabi et les transitions dipolaires, ainsi il y a résonance à deux photons entre les états $|1\rangle$ et $|3\rangle$ ($\Delta = 0$), et l'angle Φ défini par l'éq.(4.19b) vaut $\Phi = \pi/4$.

Dès lors, les états propres $|\varphi_+\rangle$ et $|\varphi_-\rangle$ définis par les éq. (4.18) peuvent se réécrire suivant :

$$|\varphi_+\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(|2\rangle + |3\rangle\right) \tag{5.3a}$$

$$|\varphi_-\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(|2\rangle - |3\rangle\right). \tag{5.3b}$$

Comme on peut le remarquer, $|\varphi_+\rangle$ est une combinaison linéaire symétrique des états $|2\rangle$ et $|3\rangle$, tandis que $|\varphi_-\rangle$ est une combinaison linéaire anti-symétrique des états $|2\rangle$ et $|3\rangle$. L'équation de Schrödinger (5.1) peut alors se réécrire dans la base des nouveaux états suivant :

$$\hbar\frac{d}{dt}\mathbf{B}(t) = -i\mathcal{H}_b\mathbf{B}(t) \tag{5.4}$$

où, $\mathbf{B}(t) = [B_1(t), B_+(t), B_-(t)]^T$ est un vecteur à trois composantes regroupant les amplitudes de probabilité de présence de population dans la base des états : $|1\rangle$, $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_-\rangle$,

et

$$\mathcal{H}_b = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & \Omega_{sonde}/\sqrt{2} \\ \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & \Omega_{pompe} & 0 \\ \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & 0 & -\Omega_{pompe} \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

est l'Hamiltonien précédemment défini, réécrit dans la nouvelle base.

On s'apperçoit que, dû au fort couplage des états $|2\rangle$ et $|3\rangle$, ils forment un ensemble de deux états habillés, séparés l'un de l'autre d'une valeur égale à $2\Omega_{pompe}$. Dès lors, le système quantique, initialement représenté sur la Figure 5.1 dans la base des états $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, et rappelé sur la Figure 5.2(a) peut être représenté dans la base des nouveaux états propres définis (voir Figure 5.2(b)).

Ainsi, comme on peut le voir, du fait du dédoublement de l'état $|2\rangle$ en deux états habillés, le pulse sonde n'est plus résonnant avec une transition permise par le système. De ce fait, toute la population accumulée initialement dans l'état $|1\rangle$ reste dans cet état qui devient dès lors transparent.

Il est à noter que ce résultat peut être obtenu directement en considérant l'éq. (4.18) donnant les composantes de l'états $|\varphi_0\rangle$. En effet, comme nous l'avons vu, dans le cas de l'EIT $\Theta = 0$, ainsi, l'état $|\varphi_0\rangle$ ne possède pas de composantes sur les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$. Aussi, si initialement le système est dans cet état, il y restera tout au long de la dynamique et seul l'état $|1\rangle$ sera peuplé.

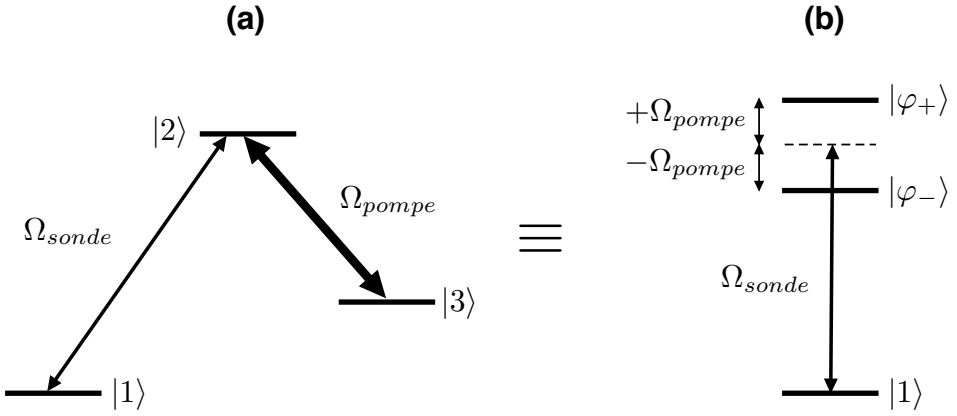


FIGURE 5.2 – Représentation du système quantique dans le cas où $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$, (a) dans la base des états $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, et (b) dans la base des états propres $|1\rangle$, $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_-\rangle$.

5.2.2 L'effet Autler-Townes

L'effet Autler-Townes peut-être expliqué de façon intuitive en considérant le cas de l'EIT précédemment établi. Ainsi, considérons le même type de structure que précédemment, avec les même transitions permises et la même condition $\Omega_{pompe} >> \Omega_{sonde}$. La seule différence dans le cas de l'effet Autler-Townes est que la fréquence de l'impulsion sonde peut-être légèrement désaccordée d'une valeur $\Delta\omega$.

Dans ce cas, l'Hamiltonien (5.5) précédemment défini dans la base des états propres peut se réécrire en tenant compte du possible désaccord, suivant :

$$\mathcal{H}_b = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} \Delta\omega & \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & \Omega_{sonde}/\sqrt{2} \\ \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & \Omega_{pompe} & 0 \\ \Omega_{sonde}/\sqrt{2} & 0 & -\Omega_{pompe} \end{pmatrix}. \tag{5.6}$$

Le cas est intéressant lorsque la valeur du désaccord est égale à la fréquence de Rabi du pulse pompe ($\Delta\omega = \pm\Omega_{pompe}$). En effet, dans ce cas particulier, deux valeurs propres de l'Hamiltonien sont égales. On dit qu'il y a dégénérescence des états.

Dès lors, la dynamique du système est dominée par les oscillations de Rabi entre les deux états dégénérés, qui sont :

- $|1\rangle$ et $|\varphi_+\rangle$ dans le cas où $\Delta\omega = +\Omega_{pompe}$
- $|1\rangle$ et $|\varphi_-\rangle$ dans le cas où $\Delta\omega = -\Omega_{pompe}$.

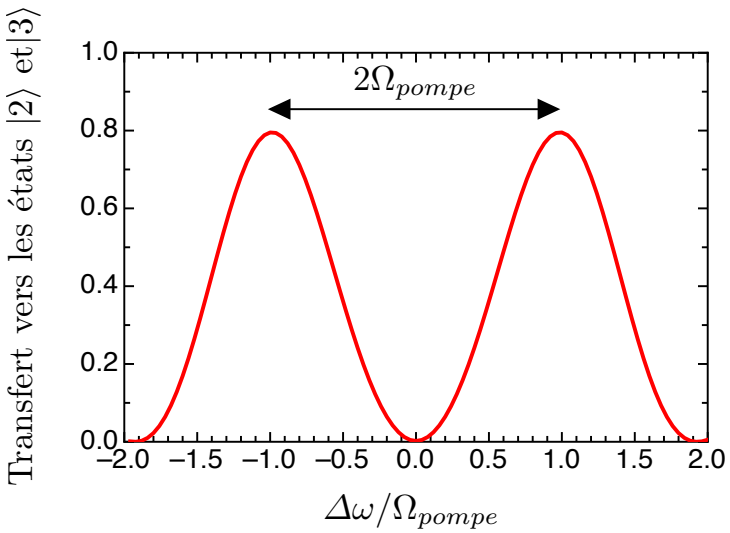


FIGURE 5.3 – Courbe représentant la dépendance du transfert de population depuis l'état $|1\rangle$ vers les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$ en fonction du désaccord $\Delta\omega$ du faisceau sonde. Lorsqu'il n'y pas de désaccord, la situation est celle de l'EIT et le transfert est nul. Le transfert est de nouveau obtenu pour deux valeurs particulières du désaccord $\Delta\omega = \pm\Omega_{pompe}$. Ces valeurs correspondent à une résonance de l'impulsion sonde avec un des états habillés $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_-\rangle$.

Ainsi, comme représenté sur la Figure 5.3, pour ces deux valeurs particulières du désaccord du faisceau sonde, le transfert de population à partir de l'état $|1\rangle$ est de nouveau obtenu. Les deux résonances obtenues à droite et à gauche correspondent respectivement à une excitation des états $|\varphi_+\rangle$ et $|\varphi_-\rangle$ qui, comme nous l'avons vu avec les éq. (5.3), sont des combinaisons symétriques et anti-symétriques des états $|2\rangle$ et $|3\rangle$. On remarque de plus que lorsque le désaccord est nul, la situation est celle de l'EIT et toute la population est conservée dans l'état $|1\rangle$.

De plus, comme il a été dit dans l'introduction, l'écart entre les deux résonances, obtenues par l'effet Autler-Townes, permet d'obtenir une valeur précise de la fréquence de Rabi du laser de pompe.

Enfin, il est à noter que la valeur particulière du désaccord pour les deux résonances peut être supposée intuitivement en considérant la représentation du système dans la base des nouveaux états propres, donnée sur la Figure 5.2(b).

5.3 Analogie optique à l'EIT et à l'effet Autler-Townes[1]

5.3.1 Motivations

Au cours de la partie précédente, les principes de l'EIT et de l'effet Autler-Townes ont été donnés dans le cadre de la physique quantique. Dans la partie qui va suivre, une démonstration de ces deux effets, obtenue par analogie dans une structure optique, sera réalisée.

Des analogies à l'EIT ont déjà été obtenues expérimentalement ou proposées théoriquement dans différents systèmes optiques comme par exemple dans des cavités composées de résonateurs optiques couplés [187, 224, 225], dans du niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN) et contrôlé électriquement [226], ainsi que dans des méta-matériaux [227].

Ces différentes études ont permis de proposer, au moins théoriquement, des applications possibles de l'EIT comme, par exemple, "switch" photonique [188], ou fonctions logiques [228].

Dans cette partie, nous proposons théoriquement et vérifions expérimentalement qu'un système optique très simple composé uniquement de trois guides d'onde couplée permet d'obtenir des résultats analogues à ceux obtenus avec l'EIT dans un système quantique. De plus, en implémentant expérimentalement un désaccord contrôlé des constantes de propagation longitudinale β des différents guides, nous démontrons que le système optique étudié permet également de réaliser une analogie optique à l'effet Autler-Townes précédemment étudié. Comme pour les analogies au STIRAP, les guides composant le système optique sont obtenus par la technique d'illumination latérale.

Ainsi, dans un premier temps, l'adaptation optique du principe de l'EIT et de l'effet Autler-Townes sera donné. Elle repose en grande partie sur le développement déjà effectué au chapitre 4 (§4.1.2 et §4.3.2). Puis, les différents résultats obtenus expérimentalement seront donnés et commentés.

[1] Une grande partie de ce paragraphe est publiée dans la référence [223].

5.3.2 L'EIT et l'effet Autler-Townes dans le monde optique[2]

Le système optique utilisé pour la démonstration des analogies à l'EIT et à l'effet Autler-Townes est représenté sur la Figure 5.4. Il est composé de trois guides d'onde (WG) planaires et rectilignes réalisés par la technique d'illumination latérale. Initialement toute la lumière est couplée dans le guide 1 (WG 1). Nous supposons que le contraste d'indice du premier guide peut être différent de celui des deux autres. Ainsi, la constante de propagation longitudinale β du premier guide peut être différente de celle des deux autres guides, comme représenté sur la Figure 5.4(b).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, en considérant l'approximation d'ondes paraxiales, la propagation d'une onde monochromatique dans ce type de structure peut être décrite par la théorie des modes couplés (CMT) dans laquelle le problème est traité de façon discrète en considérant le couplage par ondes évanescentes entre les différents guides. Ainsi l'évolution des amplitudes peut être décrite par un système d'équations différentielles qui écrit sous forme matricielle est :

$$i\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = \mathcal{H}(z)\mathbf{A}(z), \tag{5.7}$$

où $\mathbf{A} = [A_1(z), A_2(z), A_3(z)]^T$ contient les amplitudes du mode fondamental dans les différents guides. Cette relation est identique à celle obtenue précédemment dans le cadre du STIRAP. Comme nous l'avons montré au cours du chapitre précédent, l'éq. (5.7) est analogue à l'équation de Schrödinger, et les amplitudes du mode fondamental sont équivalentes aux probabilités de présence définies précédemment. De même, la matrice $\mathcal{H}(z)$ décrivant les interactions entre les modes des guides est équivalente à l'Hamiltonien.

Dans le cas où les guides 2 et 3 sont identiques mais différents du premier guide, alors leur constante de propagation longitudinale ($\beta_2 = \beta_3 \equiv \beta_0$) est différente de celle du guide 1 d'une valeur $\Delta\beta$ ($\beta_1 = \beta_0 + \Delta\beta$). Dans ce cas, la matrice $\mathcal{H}(z)$ contenant les constantes de couplage, peut s'écrire [26, 28] :

$$\mathcal{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_{1,2}e^{i\Delta\beta z} & 0 \\ C_{2,1}e^{-i\Delta\beta z} & 0 & C_{2,3} \\ 0 & C_{2,3} & 0 \end{pmatrix}. \tag{5.8}$$

Il est à noter que d'après la définition des constantes de couplage, donnée par la théorie des modes couplés et vue au chapitre 1 (éq. (1.30)), dans le cas où deux guides sont différents les constantes de couplage ne sont pas réciproques ($C_{1,2} \neq C_{2,1}$).

Il est possible d'exprimer la matrice (5.8) sous une forme symétrique se rapprochant plus de l'Hamiltonien (5.2), défini dans la partie précédente, en réalisant la

[2]Le principe des analogies réalisées ici étant le même que lors du chapitre 4, les résultats issus du développement donné au paragraphe §4.1.2 seront repris tels quels.

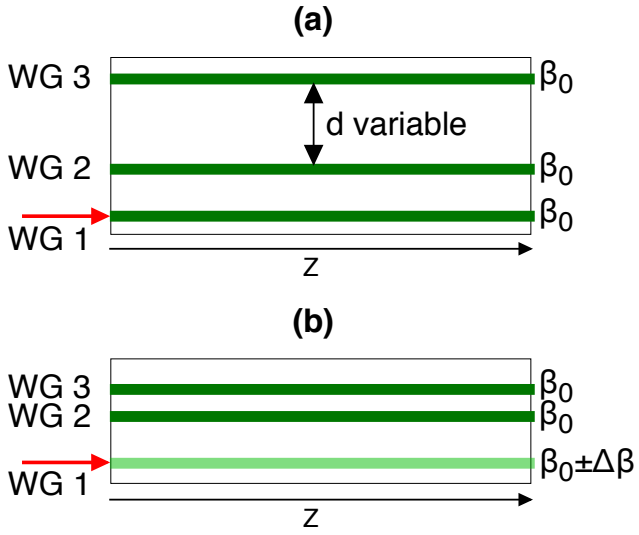


FIGURE 5.4 – Structure optique réalisant l'analogie avec (a) l'EIT pour laquelle la distance d entre les guides WG 2 et WG 3 est variable et (b) avec l'effet Autler-Townes pour laquelle la distance d est fixe. Dans le cas de l'analogie à l'EIT, les trois guides sont identiques tandis que pour l'analogie à l'effet Autler-Townes le contraste d'indice du premier guide (WG 1) est différent de celui des guides 2 et 3 conduisant à une différence des constantes de propagation longitudinale. Dans les deux cas, initialement toute la lumière est injectée dans le premier guide comme le montre la flèche rouge.

transformation suivante :

$$A_1'(z) = \sqrt{\frac{C_{1,2}}{C_{2,1}}}\exp(-i\Delta\beta z)A_1(z) \tag{5.9a}$$

$$A_2'(z) = A_2(z) \tag{5.9b}$$

$$A_3'(z) = A_3(z). \tag{5.9c}$$

Dès lors l'éq. (5.7) peut se réécrire suivant :

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} A_1'(z) \\ A_2'(z) \\ A_3'(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\beta & C_{sonde} & 0 \\ C_{sonde} & 0 & C_{pompe} \\ 0 & C_{pompe} & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1'(z) \\ A_2'(z) \\ A_3'(z) \end{pmatrix}, \tag{5.10}$$

où, $C_{sonde} \equiv \sqrt{C_{1,2}C_{2,1}}$ est la moyenne géométrique des constantes de couplage entre les guides 1 et 2 et $C_{pompe} \equiv C_{2,3} = C_{3,2}$ est la constante de couplage entre les guides 2 et 3.

Le système ainsi défini est complètement analogue à celui défini dans le cas de l'EIT et de l'effet Autler-Townes. Le désaccord de fréquence $\Delta\omega$ du laser sonde en (5.6) correspond ici au désaccord $\Delta\beta$ de la constante de propagation longitudinale du guide 1 par rapport à celle des guides 2 et 3 (dans le cas de l'EIT celui-ci est

nul). De même, les constantes de couplage C_{sonde} entre les guides 1 et 2 ainsi que C_{pompe} entre les guides 2 et 3 sont équivalentes respectivement aux fréquences de Rabi Ω_{sonde} du laser sonde couplant les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et Ω_{pompe} du laser pompe couplant les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$.

De ce fait, similairement au développement effectué au paragraphe 5.2.1, dans le cas où la constante de couplage entre les guides 2 et 3 est nettement supérieure à la constante de couplage entre les guides 1 et 2 ($C_{pompe} >> C_{sonde}$), il est possible de réécrire la matrice $\mathcal{H}(z)$ dans une nouvelle base diagonalisant la partie relative au fort couplage. La nouvelle base, analogue à celle définie dans la paragraphe précédent, est définie par :

$$\mathbf{B} = \left[A'_1, \frac{A'_2 + A'_3}{\sqrt{2}}, \frac{A'_2 - A'_3}{\sqrt{2}} \right]^T . \tag{5.11}$$

L'éq. (5.10) peut alors se réécrire suivant :

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} B_1(z) \\ B_2(z) \\ B_3(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\beta & C_s/\sqrt{2} & C_s/\sqrt{2} \\ C_s/\sqrt{2} & C_p & 0 \\ C_s/\sqrt{2} & 0 & -C_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1(z) \\ B_2(z) \\ B_3(z) \end{pmatrix}. \tag{5.12}$$

Le système ainsi obtenu est complètement équivalent à celui défini par la relation (5.5) dans le cas de l'EIT ($\Delta\beta = 0$) et par la relation (5.6) dans le cas de l'effet Autler-Townes ($\Delta\beta \neq 0$).

Considérons tout d'abord le cas où les trois guides sont identiques (cas de la Figure 5.4(a)) et pour lequel $\Delta\beta = 0$. Si le guide 3 est placé très loin du guide 2, son influence sur le couplage est quasiment nul ($C_{pompe} << C_{sonde}$), et la structure est similaire à celle d'un coupleur directionnel. Ainsi, comme nous l'avons étudié au chapitre 1, toute la lumière initialement injectée dans le guide 1 oscille sinusoïdalement entre les guides 1 et 2 avec une période spatiale égale à la longueur de couplage $L_c = \pi/(2C_{sonde})$. Aussi, si la longueur de propagation est exactement égale à une longueur de couplage $L = L_c$ alors toute la lumière initialement injectée dans le guide 1 ressort par le guide 2 comme représenté sur la Figure 5.5(a).

La situation change complètement dans le cas où la constante de couplage C_{pompe} augmente tandis que C_{sonde} reste inchangée, ce qui peut être obtenu en réduisant la distance d entre les guides 2 et 3 tout en conservant la distance entre les guides 1 et 2 inchangée. Dans le cas limite où $C_{pompe} >> C_{sonde}$, similairement au raisonnement effectué dans le cas quantique, les guides 2 et 3 forment deux états habillés qui empêchent tout transfert de lumière depuis le premier guide. Dès lors, toute la lumière initialement injectée dans le guide 1 reste dans ce guide tout au long de la propagation en analogie avec l'EIT. Ce comportement est représenté sur la Figure 5.5(b), dans le cas $C_{pompe} = 5C_{sonde}$, correspondant au cas expérimental qui sera décrit dans la prochain paragraphe. Il est à noter que les légères oscillations observées sur la Figure 5.5(b), disparaissent complètement si le ratio C_{pompe}/C_{sonde} est très élevé (courbe rouge fine)[3].

[3] De la même manière que les oscillations observées sur les Figures 4.12 et 4.18, obtenues pour les analogies au STIRAP multiple et pour la réalisation du diviseur de faisceau multiple avec des paramètres expérimentaux, disparaissent pour des paramètres idéaux très fortement adiabatiques.

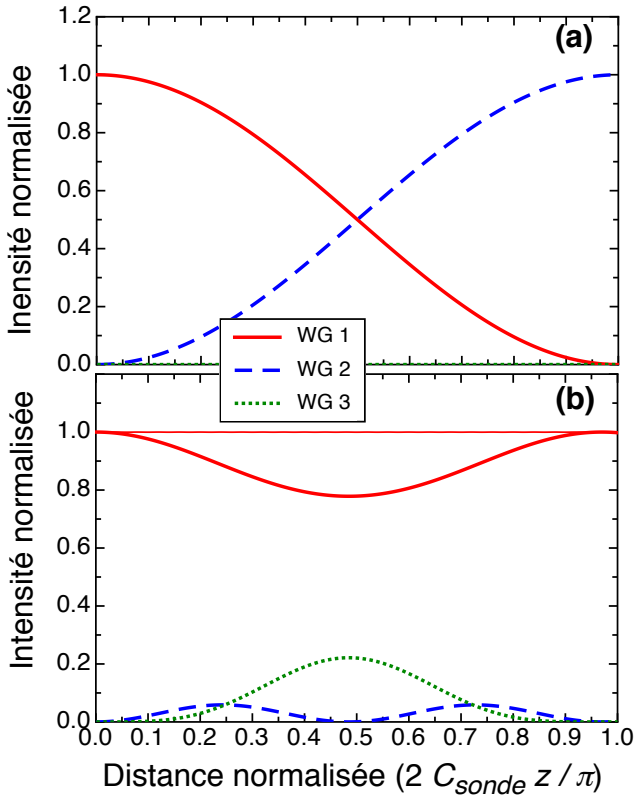


FIGURE 5.5 – Courbes donnant les intensités normalisées $\left|A'_j(z)\right|^2$ en fonction de la distance z normalisée obtenue par intégration de l'éq. (5.10) pour $\Delta\beta = 0$. Le cas (a) est obtenu pour une distance très grande entre les guides 2 et 3 ($C_{pompe} << C_{sonde}$) et est analogue au cas d'un coupleur directionnel formé par les guides 1 et 2. Dans le cas (b), la distance entre les guides 2 et 3 est réduite de telle sorte à avoir $C_{pompe} = 5C_{sonde}$ (lignes épaisses) et le guide 1 devient transparent en analogie avec l'EIT. Le ligne fine en (b) est obtenue dans le cas limite d'un très fort couplage entre les guides 2 et 3 ($C_{pompe} = 100C_{sonde}$).

Dans le cas où le transfert de lumière est inhibé par la présence des deux états habillés formés par les guides 2 et 3, celui-ci peut être réactivé en créant un désaccord de la constante de propagation $\Delta\beta$ du guide 1 uniquement (comme représenté sur la Figure 5.4(b)), en considérant le même raisonnement que celui effectué au paragraphe 5.2.2 dans le cadre de l'effet Autler-Townes en physique quantique. En effet, il existe deux valeurs possibles du désaccord pour lesquels deux éléments diagonaux de la matrice $\mathcal{H}(z)$ de l'éq. (5.12) sont égaux. Dès lors, pour ces deux valeurs, $\Delta\beta = \pm C_{pompe}$, la propagation dans le guide 1 devient résonante soit avec l'état mixte B_2 soit avec l'état mixte B_3. Ces états sont d'après l'éq. (5.11) associés respectivement au supermode[4] fondamental symétrique et anti-symétrique des guides 2 et 3. Ce comportement est analogue à l'effet Autler-Townes décrit précédemment.

[4]Une étude plus détaillé des supermodes dans le cas d'un coupleur directionnel se trouve dans [21].

La Figure 5.6(a) illustre le comportement obtenu, en donnant l'évolution des intensités normalisées dans les trois guides en fonction de la distance de propagation normalisée pour des conditions identiques à celles de la Figure 5.5(b) ($C_{pompe} = 5C_{sonde}$) mais avec dans ce cas $\Delta\beta = C_{pompe}$. Comme on peut le voir très clairement, le guide 1 n'est plus transparent et le transfert de lumière vers les guides 2 et 3 est de nouveau obtenu. Comme dans le cas précédent en augmentant le ratio C_{pompe}/C_{sonde} les oscillations présentes dans les évolutions disparaissent.

Il est à noter que comme représenté sur la Figure 5.6(a), pour une distance normalisée égale à 1 ($z = L_c$, où L_c est la longueur de couplage), le transfert du guide 1 vers les guides 2 et 3 n'est pas complet. Néanmoins, le transfert complet est obtenu pour une longueur de propagation plus grande d'un facteur $\sqrt{2}$. Ceci est en parfait accord avec la théorie, en considérant le facteur $1/\sqrt{2}$ imposé sur la constante de couplage C_{sonde} par la diagonalisation de la partie relative au fort couplage dans la matrice $\mathcal{H}(z)$ de l'éq. (5.12).

Enfin, la Figure 5.6(b) présente l'évolution du transfert de lumière du guide 1 vers les guides 2 et 3 en fonction du désaccord $\Delta\beta$. Le point obtenu à $\Delta\beta = 0$ correspond au cas de l'EIT discuté précédemment, et les deux résonances caractéristiques de l'effet Autler-Townes sont obtenus pour $\Delta\beta = \pm C_{pompe}$. Encore une fois, pour les deux résonances l'efficacité de transfert n'est que de 80% environ car ils ont été pris à une distance $z = L_c$ (comme dans les expériences) au lieu de $z = \sqrt{2}L_c$.

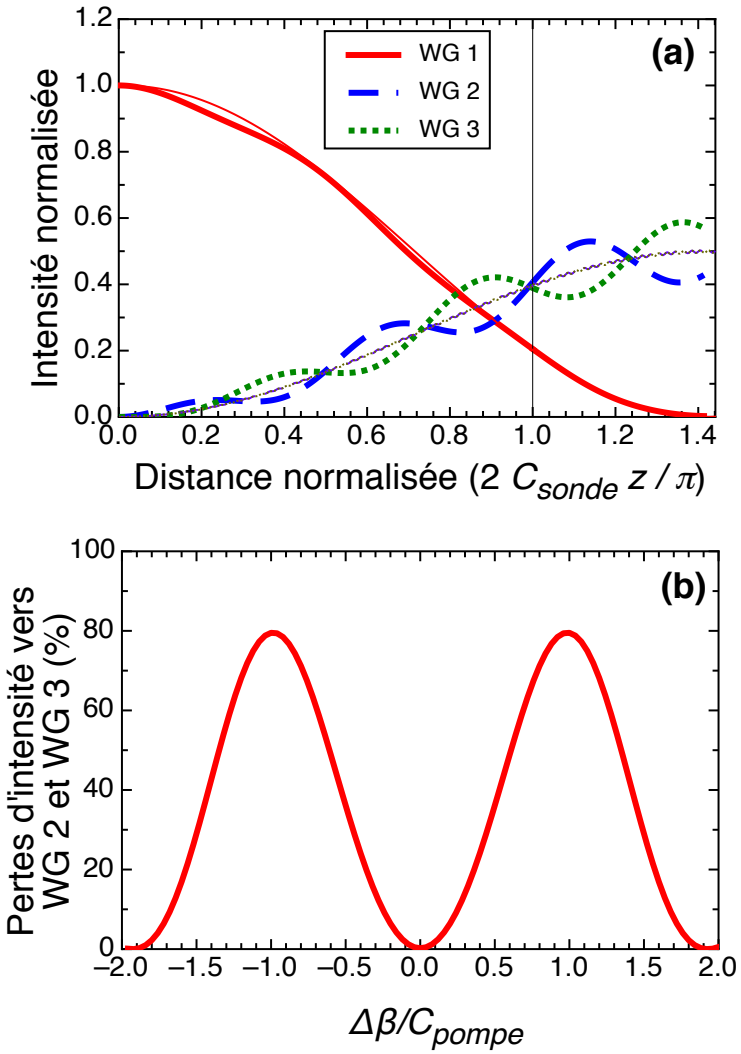


FIGURE 5.6 – (a) Courbes donnant l'évolution des intensités normalisées $\left|A'_j(z)\right|^2$ en fonction de la distance z normalisée à une longueur de couplage obtenue par intégration de l'éq. (5.10) ou (5.12) pour $\Delta\beta = C_{pompe}$. Les conditions sont identiques à celles prises pour la Figure 5.5(b). Les lignes épaisses correspondent au cas où $C_{pompe} = 5C_{sonde}$ et les lignes fines au cas où $C_{pompe} = 100C_{sonde}$. (b) Courbe donnant le transfert de lumière vers les guides 2 et 3 en fonction du désaccord $\Delta\beta$ pour $C_{pompe} = 5C_{sonde}$ et $z = L_c = \pi/(2C_{sonde})$. Les points obtenus à $\Delta\beta = \pm C_{pompe}$ donne le doublet de résonances de l'effet Autler-Townes.

5.3.3 Résultats expérimentaux

5.3.3.1 Analogie à l'EIT

Les démonstrations expérimentales des analogies optique à l'EIT et à l'effet Autler-Townes ont été réalisées à l'aide des structures optiques représentées sur la Figure 5.4. Les guides ont été réalisés par la technique d'illumination latérale dont le principe théorique à été donné au chapitre 2 et la description du montage expérimental a été faite au chapitre 3. Pour ces réalisations, afin d'avoir la plus grande longueur de propagation possible nous avons utilisé le cristal de SBN de 23 mm de longueur.

Comme nous l'avons déjà montré au cours des chapitres 3 et 4, cette technique permet de modifier très facilement la géométrie de la structure créée simplement en changeant l'image envoyée au SLM. Dès lors, la variation de la distance d entre les guides 2 et 3 est simple à obtenir puisqu'il suffit de changer la distance entre les bandes correspondant à ces guides sur l'image envoyée au SLM. Une nouvelle image, donnant ainsi une nouvelle structure, sera créee pour chaque valeur de d désirée.

De plus, comme nous l'avions également montré au cours du chapitre 3, en modifiant le niveau de gris des zones correspondant aux guides sur l'image envoyée au SLM, l'intensité du faisceau de contrôle et donc le contraste d'indice de la structure est modifiée.

Le changement de contraste d'indice engendre une variation de la constante de propagation longitudinale suivant :

$$\delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_{eff} \tag{5.13}$$

où n_{eff} est l'indice effectif vu par le mode optique comme défini par l'éq. (1.8).

Dès lors, en modifiant uniquement le niveau de gris de la zone correspondant au premier guide sur l'image, il est possible de modifier uniquement le contraste d'indice de ce guide dans la structure photo-induite et donc de créer un désaccord entre les constantes de propagation des trois guides. Nous avons calibré la variation engendrée de la constante de propagation en fonction du niveau de gris appliqué, par des mesures interférométriques similaires à celles effectuées au chapitre 3. En effet, en comptant le décalage des franges engendré par l'inscription du guide, on obtient directement la variation de l'indice effectif et donc la variation de la constante de propagation longitudinale. La Figure 5.7 présente la courbe obtenue pour des paramètres expérimentaux particuliers. Comme nous pouvons le remarquer, la variation $\delta\beta$ est linéaire avec la variation du niveau de gris dans une certaine gamme centrée autour d'un niveau de gris de 60%.

Ainsi dans le cas de l'EIT, pour lequel il n'y a pas de désaccord dans les constantes de propagation longitudinale, les trois guides sont photo-induits avec un niveau de gris de 60%, conduisant à un contraste d'indice $\Delta n = 9 \cdot 10^{-5}$, mesuré interférométriquement.

Dans le cas de l'effet Autler-Townes, le niveau de gris pour la photo-inscription des guides 2 et 3 est identique ($\Delta n = 9 \cdot 10^{-5}$), tandis que celui pour le guide 1 est varié de part et d'autre de cette valeur. Le désaccord global des constantes de propagation longitudinale $\Delta\beta$ entre le guide 1 et les guides 2 et 3 est alors :

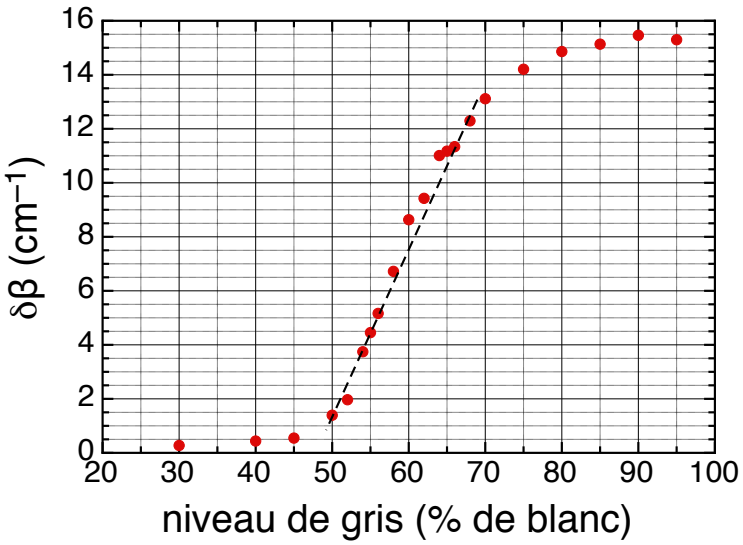


FIGURE 5.7 – Courbe de calibration obtenue par mesures interférométriques donnant la variation de la constante de propagation longitudinale en fonction du niveau de gris de l'image envoyée au SLM.

$$\Delta\beta = \delta\beta_{WG1} - \delta\beta_{WG2,WG3}. \tag{5.14}$$

Ainsi, si par exemple le premier guide est réalisé avec un niveau de gris de 50% alors que les deux autres sont réalisés avec un niveau de gris de 60% le désaccord $\Delta\beta$ engendré est :

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= \delta\beta_{50\%} - \delta\beta_{60\%} \\ &= 1.5\ \text{cm}^{-1} - 8.5\ \text{cm}^{-1} \\ &= 7\ \text{cm}^{-1}. \end{aligned}$$

Intéressons-nous tout d'abord au cas de l'EIT. Dans ce cas, la structure est composée de trois guides identiques de largeur égale à 7.2 µm. La longueur de propagation est égale à la longueur du cristal soit 23 mm. Aussi pour avoir exactement une longueur de couplage entre les guides 1 et 2 sur la longueur de propagation ($L_c = L =$ 23 mm), correspondant à une constante de couplage $C_{1,2} = \pi/(2L_c) \approx 0.6$ cm^{-1}, la distance entre ces guides est de 13.2 µm[5]. Ainsi en l'absence du troisième guide, les guides 1 et 2 forment un coupleur directionnel et toute la lumière initialement injectée dans le guide 1 à l'entrée du cristal ressort par le guide 2 à la sortie.

La Figure 5.8 présente les profils d'intensité expérimentaux obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal sur une camera CCD pour trois cas différents. La Figure 5.9, quant à elle, présente l'intensité conservée dans le premier guide à la fin de la propagation pour différentes valeurs d entre les guides 2 et 3.

[5]Cette distance est calculée très simplement à partir de l'éq. (1.37) donnant la formule de la constante de couplage établie au chapitre 1.

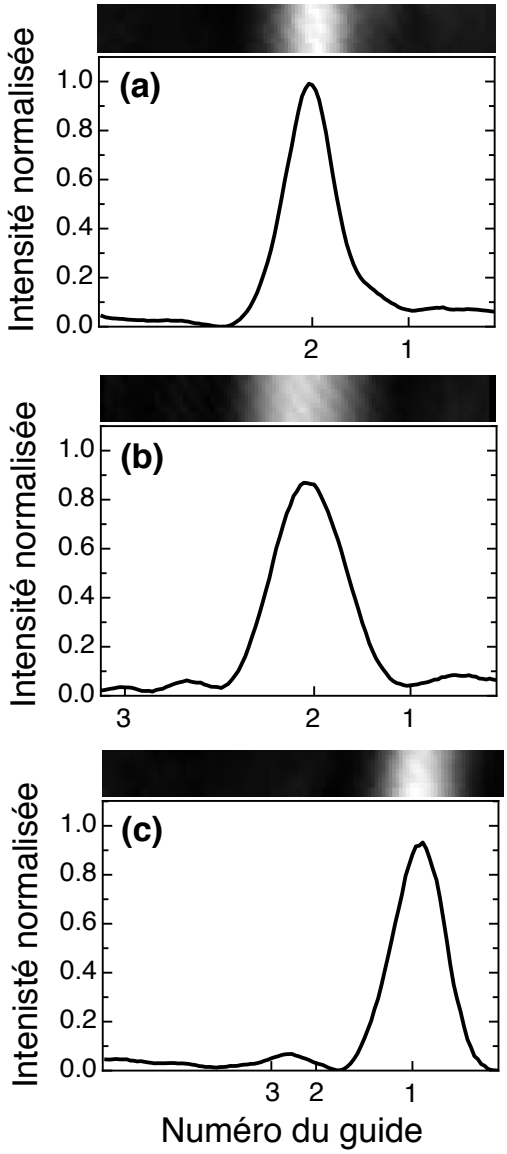


FIGURE 5.8 – Profils expérimentaux d'intensité obtenus par imagerie de la face de sortie du cristal sur une camera CCD, dans la cas (a) d'un coupleur directionnel, et dans le cas où il y a trois guides avec (b) $d = 36$ μm et (c) $d = 2.4$ μm. Le cas (c) correspond à l'analogie optique à l'EIT puisque toue la lumière reste piégée dans le guide 1.

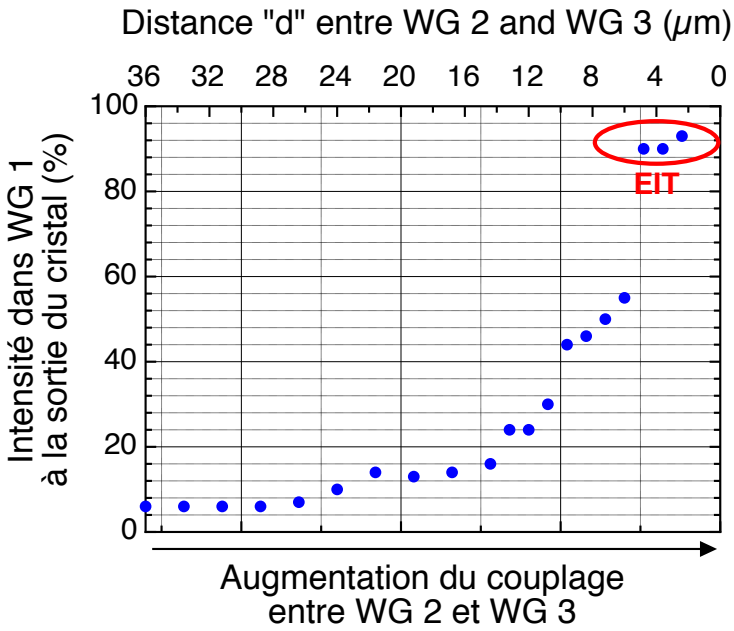


FIGURE 5.9 – Résultats expérimentaux démontrant l'analogie à l'EIT. L'intensité présente dans le premier guide à la sortie du cristal est tracée pour différentes valeurs de la distance d entre les guides 2 et 3 alors que la distance entre les deux premiers guides est constante et égale à 13.2 μm.

Comme attendu, sans le guide 3, due à la valeur particulière de l'espace entre les guides 1 et 2, la structure obtenue est un coupleur directionnel et essentiellement toute la lumière initialement injectée dans le premier guide ressort dans le deuxième (cas (a) de la Figure 5.8). Si le troisième guide est placé suffisamment loin du deuxième ($d = 36$ μm, cas (b) de la Figure 5.8), il ne modifie pas le couplage est le profil obtenu à la sortie est similaire à celui obtenu précédemment sans le guide. Il est également en accord avec celui obtenu théoriquement (Figure 5.5(a)). Puis, lorsque la distance d est petit à petit réduite (Figure 5.9), le couplage entre les guides 2 et 3 augmente. Pour les cas intermédiaires, une partie de la lumière est couplée dans les guides 2 et 3 tandis qu'une autre partie reste dans le premier guide. La situation est similaire à celle d'un coupleur asymétrique à trois guides. Finalement, lorsque d devient suffisamment petit (cas (c) sur la Figure 5.8 et les trois points les plus à droite sur la Figure 5.9) pratiquement toute la lumière injectée dans le premier guide reste dans celui-ci à la sortie du cristal. En d'autre terme, le fort couplage entre les guides 2 et 3, empêche le couplage entre les guides 1 et 2. Ainsi, le guide 1 devient "transparent" en analogie avec l'EIT.

Il est à noter que dans la cas où $d = 2.4$ μm, la constante de couplage entre les guides 2 et 3 a été estimée grâce à des simulations BPM. En effet, comme le montre la Figure 3.9 du chapitre 3 obtenue pour les mêmes paramètres, les simulations de type BPM permettent de visualiser les échanges d'intensités entre les différents guides. Il est alors possible d'estimer la longueur de couplage et ainsi la constante de couplage associée. Dans ce cas précis, la constante de couplage estimée est environ

égale à 3 cm^{-1}. Par ailleurs, nous avons vérifié cette valeur expérimentalement. Les deux résultats obtenus étaient en bon accord.

Ainsi, pour cette valeur de constante de couplage $C_{2,3}$, (ce qui correspond à $C_{2,3}/C_{1,2} \approx 5$), les résultats obtenus expérimentalement sont également en très bon accord avec les calculs effectués (voir Figure 5.5(b)).

Nous avons également confronté ces résultats expérimentaux avec des simulations BPM qui permettent, comme nous l'avons déjà dit, de visualiser la distribution d'intensité tout au long de la propagation. Ces simulations ont été obtenues avec des paramètres correspondants à ceux expérimentaux et sont données sur la Figure 5.10. La Figure 5.10(a) donne l'intensité présente dans le premier guide pour différentes valeurs de d, obtenue par calculs BPM. Un très bon accord qualitatif est obtenu avec la Figure expérimentale 5.9. Les Figures 5.10(b) et 5.10(c) présentent l'évolution de l'intensité au cours de la propagation pour $d = 36$ µm et $d = 2.4$ µm respectivement. Une fois encore, les résultats obtenus par ces simulations sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux et la théorie. En effet, dans le cas où $d = 36$ µm, la structure est analogue à un coupleur directionnel et toute la lumière initialement injectée dans le guide 1 est transférée dans le guide 2 au cours de la propagation. Puis, lorsque $d = 2.4$ µm, toute la lumière injectée initialement dans le guide 1 reste dans ce guide durant la propagation, par analogie à l'EIT.

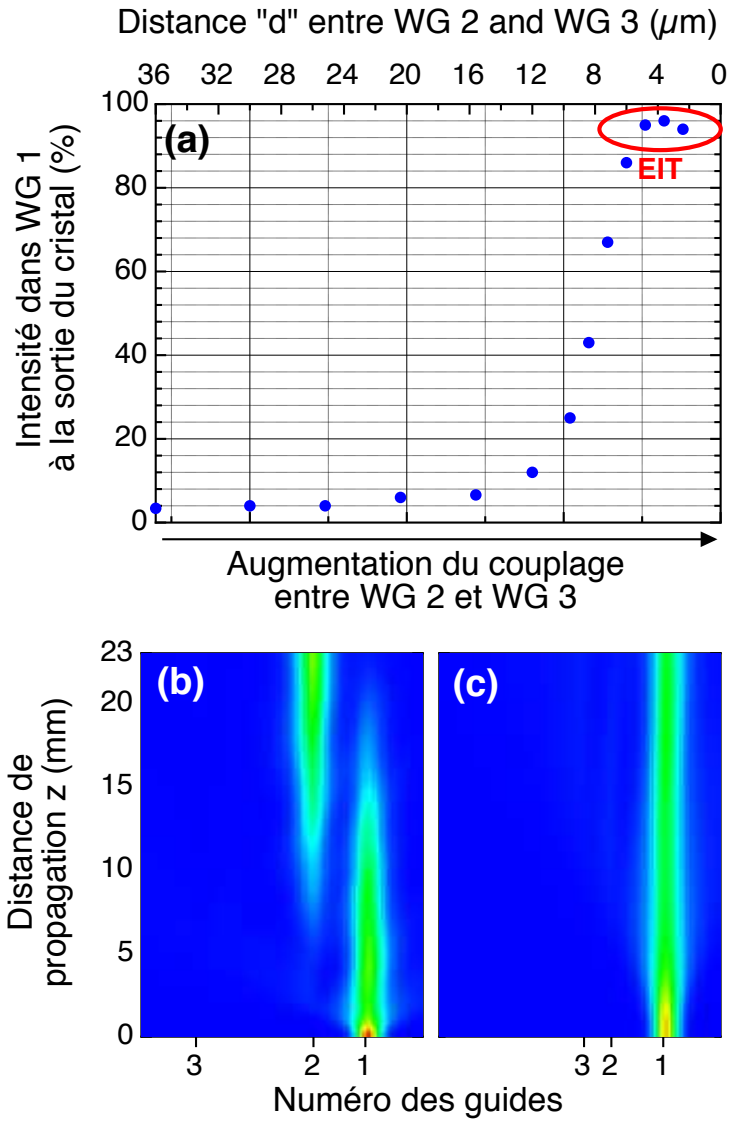


FIGURE 5.10 – (a) L'intensité présente dans les premier guide à la sortie du cristal obtenue par simulations BPM est tracée pour différentes valeurs de d. Simulations BPM de l'évolution de la lumière au cours de la propagation pour (b) $d = 36$ μm et (c) $d = 2.4$ μm. Les paramètres utilisés pour les simulations sont identiques à ceux expérimentaux.

5.3.3.2 Analogie à l'effet Autler-Townes

Nous démontrons maintenant expérimentalement, l'analogie à l'effet Autler-Townes. Dans ce cas, la distance d est fixée à 2.4 µm, tandis que la distance entre WG 1 et WG 2 est conservée à 13.2 µm. Aussi, si aucun désaccord $\Delta\beta$ n'est introduit, le cas est identique au cas de l'EIT.

Nous avons testés plusieurs structures avec différents désaccord $\Delta\beta$. La Figure 5.11 présente les résultats obtenus en montrant l'intensité transférée (aussi appelée pertes) dans les guides 2 et 3 à la fin de la propagation pour différentes valeurs de $\Delta\beta$. Les résultats obtenus sont en accord avec la courbe issue des calculs et donnée dans la Figure 5.6.

En effet, le point central, obtenu pour $\Delta\beta = 0$, correspond au cas de l'EIT et il n'y a pratiquement aucune perte vers les guides 2 et 3. En augmentant la valeur de $|\Delta\beta|$, les pertes sont maximales pour deux valeurs particulières symétriques par rapport à l'origine et obtenue pour $|\Delta\beta| \approx 3$ cm^{-1}. Les valeurs obtenues correspondent à la valeur de la constante de couplage entre les guides 2 et 3, donnée auparavant. Dès lors, en accord avec les attentes théoriques, le doublet de résonances d'Autler-Townes est obtenu pour $\Delta\beta = \pm C_{pompe} = \pm C_{2,3}$, pour lequel le transfert depuis le guide 1 vers les deux autres guides est réactivé. Il est à noter que les pertes maximales obtenues expérimentalement sont légèrement inférieures à 80%, puisqu'elles ont été mesurés à $L = L_c$ au lieu de $L = \sqrt{2}L_c$ comme discuté auparavant (§5.3.2).

Enfin, pour compléter l'analogie à l'effet Autler-Townes, nous avons étudié par des mesures interférométriques la forme des modes optiques associés à chacune des résonances. Les interférogrammes obtenus sont donnés dans la Figure 5.12. Le cas (a) est obtenu pour un cristal vierge de toute structure et seul le champ électrique est appliqué, il constitue la référence. Puis le cas (b) est obtenu pour la résonance de

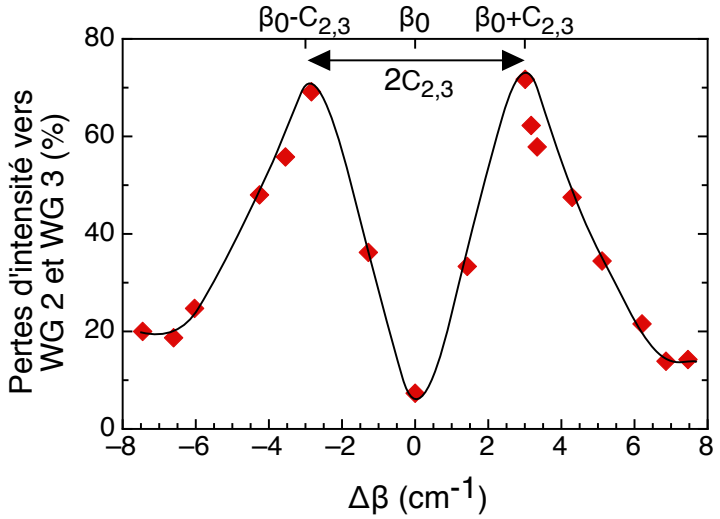


FIGURE 5.11 – Démonstration expérimentale de l'effet Autler-Townes, illustrée par la mesure de l'intensité transférée (pertes) depuis le premier guide vers les guides 2 et 3 à la fin de la propagation pour différentes valeurs du désaccord $\Delta\beta$.

gauche sur la Figure 5.11 ($\Delta\beta = -3$ cm^{-1}), dans ce cas l'interférogrammme montre clairement que la lumière présente dans les guides 2 et 3 est en opposition de phase et correspond à un état (supermode) anti-symmétrique. Enfin, le cas (c), correspond à la résonance de droite sur la Figure 5.11($\Delta\beta = +3$ cm^{-1}), dans ce cas également l'interférogramme montre clairement que la lumière présente dans les guides 2 et 3 est cette fois en phase. Ces résultats sont en accord avec la symétrie des deux états habillés définis dans l'éq. (5.11) et démontre la puissance de l'optique pour la visualisation de tels états, qu'il est par ailleurs bien plus difficile de visualiser en physique quantique.

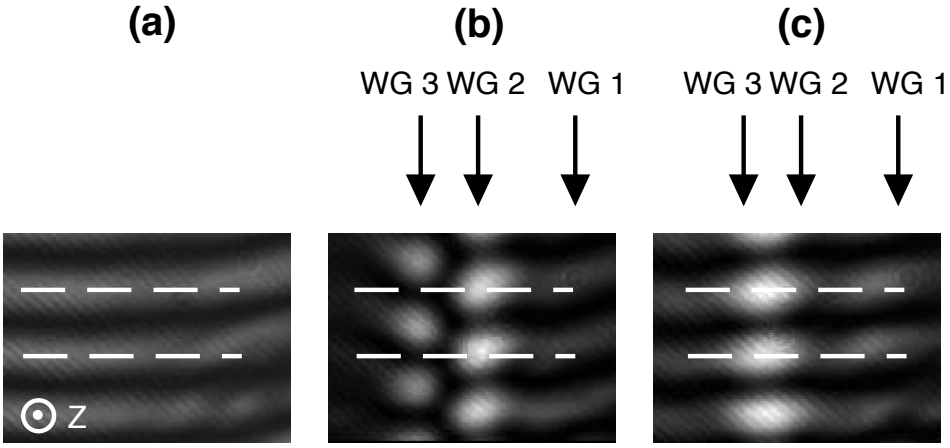


FIGURE 5.12 – Interférogrammes du faisceau sonde obtenus (a) sans structure (référence) et (b) pour la résonance de gauche et (c) pour la résonance de droite de la Figure 5.11. Un état anti-symétrique (resp. symétrique) est obtenu pour la résonance de gauche (resp. de droite).

5.4 Conclusion

Au cours de ce dernier chapitre, nous avons étudié théoriquement et démontré expérimentalement une analogie optique à l'EIT ainsi qu'à l'effet Autler-Townes ; effets rencontrés habituellement en physique quantique. Ces analogies ont été réalisées dans une structure optique très simple composée de trois guides d'ondes couplés. Ils ont été obtenus par la technique d'illumination latérale, qui permet une modification rapide et facile des paramètres des guides. Ainsi dans un premier temps, nous avons utilisé les capacités de la technique d'illumination latérale afin de modifier le couplage entre les guides 2 et 3 et ainsi démontrer l'analogie à l'EIT. Puis, toujours grâce à la technique d'illumination latérale, nous avons pu modifier la constante de propagation longitudinale du premier guide en laissant inchangée celle des deux autres et ainsi démontrer l'analogie optique à l'effet Autler-Townes.

Dans le cas de l'EIT aussi bien que dans le cas de l'effet Autler-Townes, les résultats expérimentaux obtenus sont en très bon accord avec les attentes théoriques ainsi qu'avec les simulations BPM réalisées.

Conclusion générale

Cette thèse a porté sur la réalisation de structures optiques par illumination latérale ainsi que sur l'étude des analogies entre la physique quantique et l'optique. Au cours de ce manuscrit, les principes théoriques utilisés ainsi que les différentes expériences réalisées ont été donnés, commentés, analysés et comparés. La présente conclusion générale propose d'en faire un compendieux rappel.

Nous avons vu que la propagation d'une onde optique dans des structures composées de guides, s'effectue par couplage successifs. Ainsi nous avons étudié deux modèles différents décrivant le couplage optique. L'un est basé sur une décomposition en ondes de type Floquet-Bloch liée à la périodicité du réseau tandis que l'autre est la théorie des modes couplés liée au couplage par ondes évanescentes et a été le modèle de référence pour nos expériences. Nous avons montré que les équations de la théorie des modes couplés sont complètement analogues à l'équation de Schrödinger décrivant la dynamique des systèmes quantiques composés de niveaux d'énergie discrets. Ainsi, les guides sont l'équivalent optique aux niveaux d'énergies discrets quantiques, l'intensité présente dans ces guides est équivalente aux probabilités de présence de populations sur les niveaux d'énergies et les constantes de couplage sont équivalentes aux fréquences de Rabi des pulses laser couplant ces niveaux. De telles structures optiques permettent alors de réaliser par analogie des effets rencontrés en physique quantique.

La démonstration de ces analogies est rendue facilement accessible par la technique d'illumination latérale utilisée pour la photo-inscription des guides d'ondes. En effet, comme nous l'avons vu, cette technique est basée sur une illumination structurée d'un cristal possédant des propriétés photoréfractives soumis à un champ électrique. Dès lors la modification d'indice, à l'origine des guides d'onde, est obtenue par l'effet photoréfractif. Nous avons également montré que le contraste d'indice de la structure est directement lié à l'intensité de l'illumination de contrôle et au champ électrique appliqué tandis que la géométrie de la structure est quant à elle liée à la distribution d'intensité de l'illumination de contrôle. Les structures optiques obtenues sont alors hautement reconfigurables par action sur les différents paramètres de contrôle. En outre, l'emploi d'un modulateur spatial de lumière (SLM) dans le montage nous a permis de faciliter la reconfigurabilité du design de la structure puisque, l'image envoyée au SLM est directement reproduite dans le faisceau de contrôle puis traduite en modification de l'indice de réfraction au sein du cristal photoréfractif. Cette technique permet ainsi un haut degré de liberté dans la réalisation de structures optiques, ce qui est particulièrement attractif pour tester diverses configurations.

Ceci a été confirmé par la réalisation de différentes structures optiques dans lesquelles la périodicité et le contraste d'indice des réseaux ont été modifiés. Nous avons également incorporé des défauts ponctuels dans les réseaux. De plus, en modifiant graduellement le niveau de gris sur l'image envoyée au SLM, nous avons modulé l'intensité du faisceau de contrôle pour varier de façon continue et quantifiée le contraste d'indice le long de la propagation. Tous les résultats obtenus ont été confirmés par des calculs théoriques et des simulations BPM permettant de valider la technique d'illumination latérale pour la réalisation de réseaux de guides qui peuvent être utilisés pour démontrer des analogies avec la physique quantique.

La première analogie réalisée a été une analogie au phénomène de STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage) et STIRAP-multiple. Il s'agit d'une technique réalisant un transfert complet de population à travers plusieurs niveaux d'énergie, d'un état initial vers un état final en considérant une structure de pulse laser particulière dite contre-intuitive. L'analogie optique au STIRAP a été réalisée en traduisant la séquence temporelle contre-intuitive des pulses laser en une séquence spatiale contre-intuitive des constantes de couplage. Nous avons, de plus, étudié et traduit en optique le critère adiabatique qu'il faut satisfaire pour avoir un transfert efficace. Nous avons notamment montré que tant qu'il est satisfait, le transfert est peu sensible à la longueur d'onde. En effet, le transfert de lumière a été démontré expérimentalement pour deux longueurs d'onde espacées de plus de 200 nm à travers cinq guides intermédiaires et même jusqu'à neuf guides intermédiaires pour la longueur d'onde la plus élevée.

De plus, en changeant légèrement le design de la structure optique analogue au STIRAP, nous avons également démontré théoriquement et vérifié expérimentalement un diviseur de faisceau multi-ports achromatique sur une plage de plus de 200 nm et utilisant un principe similaire au transfert adiabatique de lumière. En outre, ce diviseur de faisceau pourrait être ajusté pour que l'intensité du signal dans chaque port soit adressé par un pilotage des valeurs des constantes de couplage du réseau. Ce nouveau concept de diviseur de faisceau très large bande peut ainsi être très utile dans de nombreuses applications et notamment dans le domaine des télécommunications.

Enfin, au cours du dernier chapitre, des analogies au phénomènes de transparence induite électromagnétiquement (EIT) ainsi qu'à l'effet Autler-Townes ont été réalisées dans des structures optiques composées de trois guides photo-induits couplés. Nous avons notamment montré que dans le cas d'une structure composée de deux guides formant un coupleur directionnel, le fait d'introduire un troisième guide très proche du deuxième empêche le transfert de lumière depuis le premier guide par des processus analogues à ceux de l'EIT. Puis, en modifiant la constante de propagation longitudinale du premier guide uniquement, nous avons créé un désaccord entre les trois guides. Dès lors, en analogie avec l'effet Autler-Townes, il est possible d'obtenir à nouveau le transfert de lumière depuis le premier guide pour deux valeurs particulières de ce désaccord.

Ces différentes études ont démontré que non seulement, les analogies optiques à des phénomènes quantiques permettent de mieux comprendre la physique quantique mais également d'inspirer des composants optiques dotés de nouvelles propriétés. Elles constituent un nouveau domaine de recherche pour le laboratoire, initié au cours de cette thèse et mené en étroite collaboration avec Dragomir Neshev de l'Australian National University (Canberra, Australie) et Andon Rangelov du département de physique de l'université de Sofia (Sofia, Bulgarie). Ces collaborations devraient se poursuivre bien au delà, d'autant plus que les études démarrées au cours de cette thèse ouvrent de nombreuses perspectives, qu'il serait intéressant d'explorer et d'étudier :

- Pour le STIRAP par exemple, nous avons réalisé l'analogie dans le cas où toutes les constantes de couplage du réseau sont identiques mais il est également possible de le démontrer dans le cas où les constantes du réseau sont différentes. Ce cas est alors analogue au STIRAP hors résonance connu en physique quantique et ne nécessite plus d'avoir obligatoirement un nombre impair d'états ou de guides [180].

- De même, nous avons également démontré l'analogie à l'effet Autler-Townes et nous avons notamment observé que les modes associés aux deux résonances sont respectivement symétrique et anti-symétrique. Dès lors cette analogie pourrait permettre la réalisation d'un convertisseur de mode reconfigurable. La reconfigurabilité peut être accrue ou accélérée par adjonction d'un autre faisceau avec une propagation non-linéaire ou en réalisant les expériences dans un cristal de $Sn_2P_2S_6$ possédant une dynamique photoréfractive plus rapide.

- Les structures optiques que nous avons étudié étaient toutes basés sur l'injection initiale d'un seul faisceau. Il serait intéressant d'étudier le comportement de structures de ce genre lorsque le système possède deux entrées ou plus. L'investigation de ces comportements en fonction des intensités et phases relatives devraient se révéler être un champ très riche amenant à des possibles applications en optique intégrée.

- De plus, au cours de cette thèse, nous avons considéré uniquement des cas où la propagation de lumière dans les structures était linéaire. Il pourrait être intéressant de considérer des cas non-linéaires pour lesquels le faisceau modifie lui-même le milieu au cours de sa propagation [186]. Ces études devraient se révéler très riches d'enseignement et pourraient permettre de démontrer de nouveaux effets.

- Enfin, si la technique permet de générer des structures hautement reconfigurables, il serait intéressant le cas échéant de pouvoir les fixer. Une approche pour réaliser le fixage pourrait être liée au renversement de micro-domaines ferroélectriques sous champ électrique.

Comme nous pouvons le constater, l'étude de nombreux autres phénomènes issus de la mécanique quantique pourrait permettre, par analogie, de réaliser des composants optiques intégrés de nouvelle génération. Ces travaux, réalisés durant ma thèse, sont modestes mais j'ai l'espoir qu'ils constitueront un socle solide pour des recherches futures.

Annexes

Annexe A

BPM

La BPM (Beam Propagation Method) est une méthode de calcul numérique permettant de modéliser la propagation d'une onde optique à travers un milieu avec une perturbation. Il existe plusieurs variantes de BPM, nous nous concentrons ici sur la description de celle utilisée dans notre programme. Une étude plus approfondie peut être trouvée dans [229].

La perturbation peut être, comme dans notre cas, la prise en compte d'une variation de l'indice de réfraction mais également la prise en compte d'un effet non-linéaire comme l'effet Kerr optique par exemple. Cette technique repose sur la résolution de l'équation de Helmholtz dans le cas de l'approximation d'une amplitude lentement variable. Elle nécessite également d'effectuer l'approximation d'ondes paraxiales et n'est donc pas adaptée dans le cas d'une propagation sous un angle important.

La méthode, dont un schéma de principe est donné sur la Figure A.1, consiste en une division de la propagation en petites portions Δz servant de pas d'itération pour le calcul. Si les portions sont suffisamment petites, alors l'effet de la propagation et de la perturbation peuvent être décorélés. Ainsi, l'évolution du champ électrique à l'intérieure d'une portion peut être divisée en trois étapes :

- une propagation linéaire dans un espace libre, homogène et linéaire semblable à une diffraction sur une longueur $\Delta z/2$;
- la prise en compte à $\Delta z/2$ de la perturbation acquise durant Δz. Dans notre cas, la perturbation est la structuration de l'indice de réfraction du milieu ;
- de nouveau une propagation linéaire dans un espace libre sur une longueur $\Delta z/2$.

Dans notre cas, nous considèrerons un modèle (1+1)D, où z est la dimension longitudinale de propagation et x est la seule dimension transverse considérée, le système étant invariable et infini suivant y. Ce modèle bien que simplifié permet de simuler de façon juste nos structures qui sont composés de guides d'ondes planaires (1D). De même, la phase transitoire ne sera pas considérée ici et seule la phase stationnaire correspondant au régime établi sera traitée, la mise en place de l'effet photoréfractif n'est notamment pas prise en compte. Ainsi, il n'y aura pas de variable temporelle dans les équations. Dès lors, après propagation d'une portion Δz, le champ électrique $E(x, z)$ peut alors se mettre sous la forme :

$$E(x, z + \Delta z) = e^{(\hat{D}+\hat{N})\Delta z} E(x, z) \approx e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}} e^{\hat{N}\Delta z} e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}} E(x, z) \tag{A.1}$$

où $\hat{D}$ et $\hat{N}$ correspondent respectivement à l'opérateur de propagation linéaire et à la perturbation. Ainsi $\hat{D}$ représente la diffraction et $\hat{N}$ représente la structuration

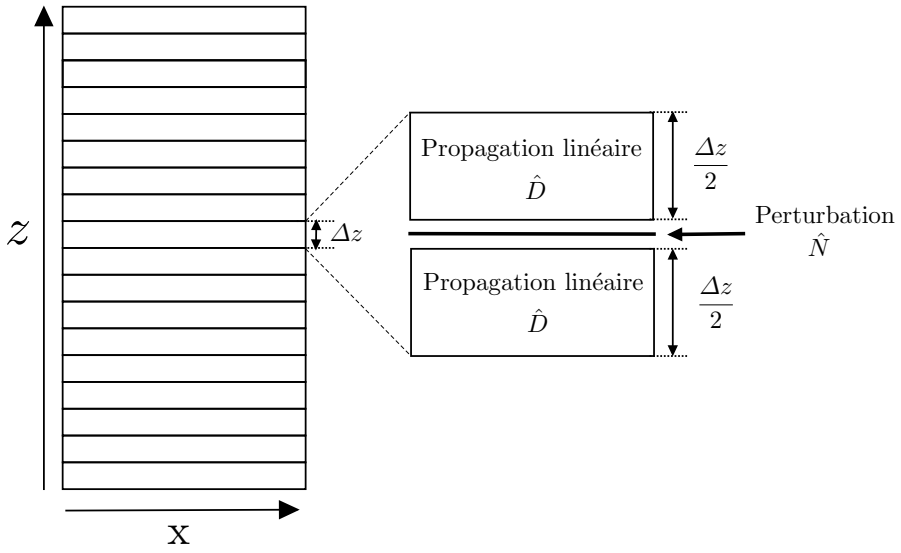


FIGURE A.1 – Schéma de principe de la BPM.

de l'indice de réfraction. La deuxième partie de l'équation est une traduction des hypothèses de la BPM qui visent à décomposer la partie relative à la propagation de l'onde de la partie relative à la perturbation. Néanmoins pour que cette approximation soit valable il faut que la perturbation et donc la variation d'indice soit faible[1], ce qui est le cas de nos structures.

Aussi, la propagation linéaire d'une onde en milieu libre pouvant facilement se calculer dans le domaine spectrale avec les transformées de Fourier, la méthode BPM est couplée à une méthode de calcul numérique de transformée de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform). On parle alors de FFT-BPM.

Les différentes étapes de calculs peuvent ainsi se résumer comme suit. Considérons un champ électrique initial $E(x, z)$. La propagation linéaire sur une distance $\Delta z/2$ est obtenue en prenant la transformée de Fourier suivant x (TF_x) de $E(x, z)$, qui peut alors se mettre, dans le domaine spectral (ν, z), sous la forme :

$$\tilde{E}\left(\nu, z + \frac{\Delta z}{2}\right) = \tilde{E}(\nu, z) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 \nu^2 n}{k_0} \frac{\Delta z}{2}\right). \tag{A.2}$$

où n est l'indice du matériau non perturbé.

Puis, une transformée de Fourier inverse est appliquée afin de revenir dans le domaine spatial et ainsi prendre en compte l'effet de la perturbation de l'indice de réfraction Δn. L'éq. (A.2) peut ainsi se réécrire suivant :

$$E^P\left(x, z + \frac{\Delta z}{2}\right) = E(x, z + \frac{\Delta z}{2}) \exp\left(i k_0 \Delta z \Delta n(x, z)\right). \tag{A.3}$$

[1] Il existe d'autres méthode de simulations adaptées au cas où la variation d'indice est grande. On peut par exemple citer la méthode FDTD (Finite Difference Time Domaine) qui est une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel et spatial permettant de résoudre des équations différentielles.

Enfin, similairement à la première étape, le reste de la propagation linéaire sur $\Delta z/2$ est obtenue en prenant la transformée de Fourier de l'eq. (A.3) :

$$\tilde{E}\left(\nu, z+\Delta z\right) = \tilde{E}^{P}(\nu, z+\frac{\Delta z}{2}) \exp\left(-i\frac{2\pi^2\nu^2 n}{k_0}\frac{\Delta z}{2}\right). \tag{A.4}$$

Enfin, en appliquant une dernière transformée de Fourier inverse, et si le test de convergence est positif [2], on obtient le champ électrique à la fin de la portion Δz. Une nouvelle itération peut alors avoir lieu. Ces différentes étapes sont représentées schématiquement sur la Figure A.2.

Cette méthode permet ainsi de modéliser la propagation d'une onde dans une structure composée de un ou plusieurs guides simplement en définissant son profil $\Delta n(x, z)$. Cependant, le profil du contraste d'indice ne doit pas être trop abrupte ce qui engendrerait des erreurs numériques. Aussi, dans le cas de la simulation de la propagation d'une onde dans un réseau de guides, nous avons utilisé un profil pour le contraste d'indice composé d'une succession de super-gaussiennes, ce qui permet d'autant plus de prendre en compte les différentes imperfections expérimentales, comme nous l'avons discuté au cours du chapitre 2. De plus, la variation en z de Δn rend possible de simuler assez facilement la propagation d'une onde dans des structures avec une variation longitudinale de l'indice de réfraction.

Ainsi, la technique BPM offre un bon complément aux calculs réalisés par la théorie des modes couplés puisqu'elle permet de valider les calculs effectués avec cette dernière et également de les suppléer, par exemple, dans le cas d'un contraste d'indice trop faible.

[2] Le test de converge revient à comparer le profil obtenu à la fin de la portion avec celui obtenu à la fin de la portion précédente. Si l'évolution trouvée est convergente alors le test est rempli sinon la perturbation est de nouveau calculée et ce jusqu'à ce que le test soit positif.

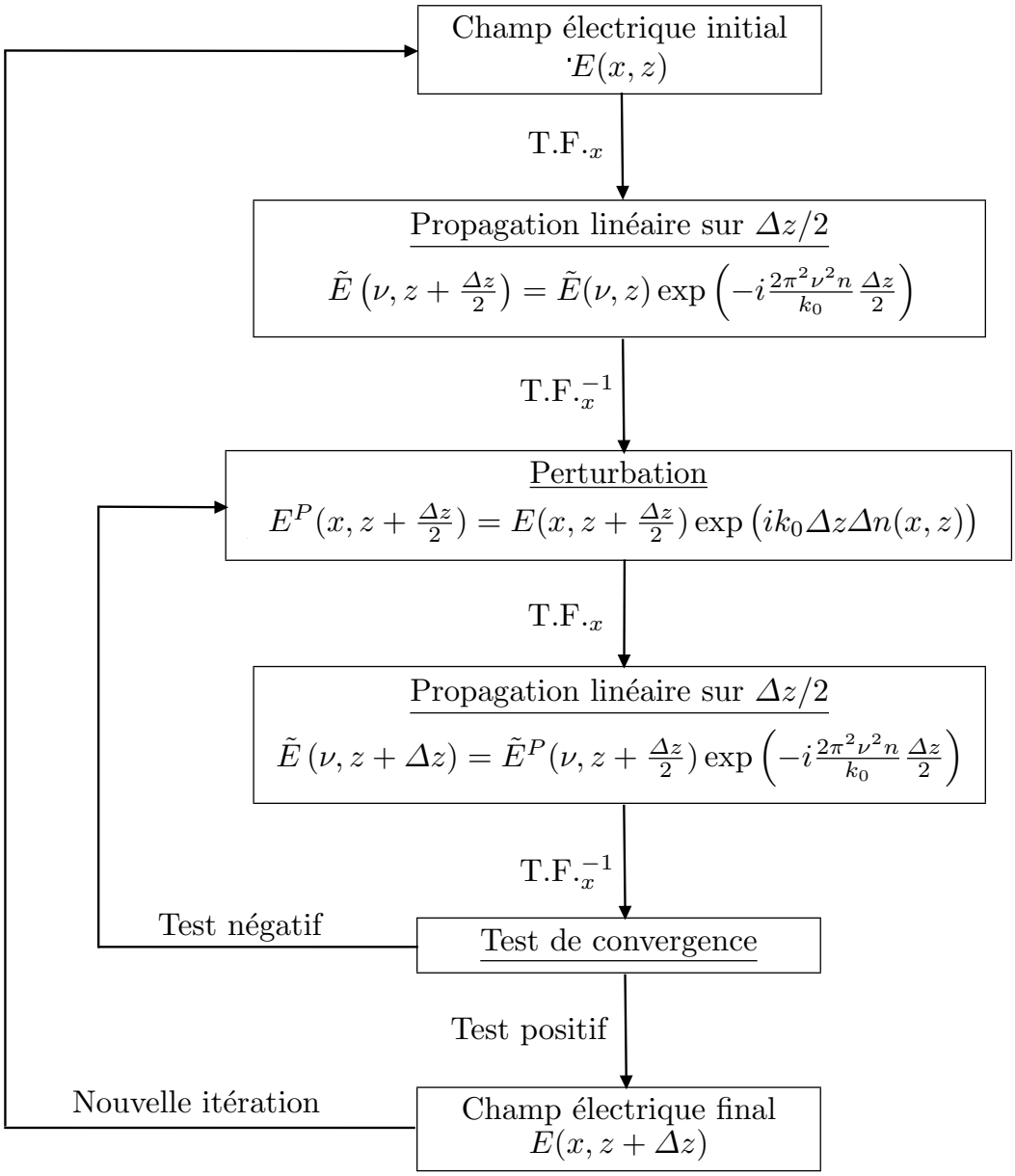


FIGURE A.2 – Diagramme reprenant les différentes étapes du calcul BPM

Annexe B

Etude la dynamique de formation des guides photo-induits par la technique d'illumination latérale

Ma thèse a débuté à la suite de celle de Mohamed Gorram [7] qui avait notamment démontré la réalisation de guides uniques 1D (guide plan où le faisceau n'est guidé que dans une dimension transverse) et 2D (guides canaux, où les deux dimensions transverses sont confinées dans le guide) par la technique d'illumination latérale, présentée plus en détails au cours des chapitres 2 et 3. A l'issue de sa thèse, une bonne compréhension des mécanismes physiques entrant en jeux pour réaliser des guides canaux avait été obtenue [132]. Cependant, il manquait une étude plus systématique de l'influence des paramètres expérimentaux (intensité des faisceaux de contrôles dans chaque dimension, tension électrique appliquée) qui influent fortement sur la dynamique de formation des guides et sur la taille du mode obtenu. Aussi au début de ma thèse, nous avons complété ses expériences pour finaliser cette étude et la rendre plus convaincante grâce à une étude numérique de la dynamique temporelle de l'établissement de l'effet photoréfractif. Ce modèle prend en compte les trois dimensions spatiales et est résolu dans le temps. Ces travaux ont été menés en collaboration avec l'insitut FEMTO-ST de Besançon et une partie des résultats a été obtenu par Thibault Mengis [230] lors de son stage de deuxième année de Master au LMOPS. Les principaux résultats de ces études sont rapportés dans cette annexe, qui est donc la seule partie de ce manuscrit à traiter de guides 2D.

B.1 Présentation du modèle théorique et numérique

Le cadre théorique de cette étude est basé sur les équations usuelles de la photoréfractivité synthétisées par le système d'éq. (2.14) du modèle de Kukhtarev présenté au chapitre 2. Compte tenu de nos conditions expérimentales, quelques hypothèses peuvent être faites :

- il n'y a pas de contribution de l'effet photovoltaïque : $\mathbf{L_{ph}} = 0$;
- la densité des accepteurs est supposée très grande devant la densité des électrons libres : $N_A \gg n_e$;
- Le temps de génération des électrons est négligeable devant les dynamiques d'évolution du champ de charges d'espace : $\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0$.

Dès lors, il est possible de ré-écrire le système d'éq. (2.14) suivant [231] :

$$\tilde{n}_e = \frac{(sI+\beta)(\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+)}{\tilde{N}_D^+} \tag{B.1}$$

$$\tilde{N}_D^+ = 1 + \tilde{\rho} \tag{B.2}$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -[\mu]\left\{\nabla \tilde{n}_e \mathbf{E_{SC}} + \tilde{n}_e \nabla \mathbf{E_{SC}} + \frac{k_B T}{q}\Delta \tilde{n}_e\right\}. \tag{B.3}$$

Dans ces équations, $\tilde{n}_e$, $\tilde{N}_D$ et $\tilde{N}_D^+$ sont les densités d'électrons, de donneurs et de donneurs ionisés normalisées par rapport à N_A, $\tilde{\rho}$ est la densité de charges normalisée par rapport à qN_A. Le champ de charge d'espace pourra lui aussi être normalisé par rapport au champ appliqué E_0[1]. L'anisotropie de la mobilité pourra être prise en compte, d'où la notation tensorielle de la mobilité $[\mu]$.

Pour obtenir l'évolution du champ de charge d'espace pour une illumination de contrôle I particulière, ce nouveau système d'équations est résolu par une méthode itérative en partant des conditions initiales. Au départ, $\tilde{n}_e$ est calculé à partir de l'éq. (B.1) en supposant $\tilde{N}_D^+ = 1$. L'équation (B.3) permet ensuite de calculer la redistribution spatiale des charges pour un pas temporel Δt. Les densités des électrons et des donneurs ionisés sont ensuite calculées avec les éq. (B.1) et (B.2).

L'étape suivante est le calcul de la distribution du champ de charge d'espace à partir de l'équation classique de l'électrostatique donnant le champ créé en un point $M(\mathbf{r})$ du cristal par une distribution volumique de charge $\rho(\mathbf{r}')$ au point $N(\mathbf{r}')$ qui peut alors s'écrire suivant :

$$\mathbf{E_{SC}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0[\varepsilon]} \iiint_V \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} dV. \tag{B.4}$$

Cette dernière équation a l'avantage d'être plus facile à implémenter numériquement dans un milieu anisotrope que l'équation de Poisson (voir éq. (2.13)). Sa résolution est obtenue en faisant une intégration sur tout le volume du cristal grâce à des transformées de Fourier numériques 3D permettant d'obtenir les trois composantes du champ électrique $\mathbf{E_{SC}} = (E_x, E_y, E_z)$. La modulation d'indice induite par l'effet Pockels est ensuite calculée. Puis la propagation du faisceau sonde dans le milieu perturbé est simulée grâce à un algorithme de BPM similaire à celui décrit dans l'annexe A précédente. La méthode est répétée jusqu'à un temps donné. Cette méthode numérique puissante a initialement été développée à l'institut FEMTO-ST, essentiellement par Fabrice Devaux, et nous l'avons adapté à nos expériences, utilisant la technique d'illumination latérale.

Les dynamiques temporelles seront comparées au temps de réponse diélectrique T_d du matériau sous éclairement et un temps normalisé $\tau = t/T_d$ sera défini. Le temps de réponse diélectrique T_d est défini ici par :

$$T_d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{xx}}{q\mu_x n_e^0} \tag{B.5}$$

[1] Le choix de la normalisation s'explique par une comparaison plus aisée des ordres de grandeurs des différentes variables.

où ε_{xx} est la permittivité diélectrique du matériau selon x (la direction principale d'entraînement des charges), correspondant à ε_3 pour SBN ; μ_x est la mobilité selon x et n_e^0 est la densité d'électrons calculée à partir de l'éq. (B.1). Les dynamiques sont calculées en considérant $I \equiv I_0$, ce qui revient à prendre l'intensité lumineuse au centre de l'illumination de contrôle, qui est à l'origine de l'effet photoréfractif. Dans notre cas, β tient compte à la fois de l'illumination de fond et des charges libres présentes en absence d'éclairement.

B.2 Simulations numériques de la réalisation de guides d'onde par illumination latérale

Le modèle présenté ci-dessus est appliqué à des configurations comparables avec les expériences d'illumination latérale, que ce soit pour la réalisation des guides plans qui ont été largement utilisé au cours de cette thèse ou pour des guides canaux qui peuvent aussi être implémentés avec cette méthode. Nous nous intéresserons, dans cette partie, surtout à la dynamique de formation de ces guides.

Ainsi, les expériences numériques consistent à illuminer un cristal de SBN, soumis à une tension électrique continue, par un faisceau continu issu d'un laser Nd:YAG doublé à 532 nm mis en forme selon la configuration voulue. Les caractéristiques du cristal de SBN sont prises en accord avec la littérature et les conditions expérimentales, notamment : $I_d = \beta/s = 3$ mW/cm^2 [2], $N_A = 2 \cdot 10^{22}$ m^{-3}, et $N_D/N_A = 50$ [232]. On tient compte de l'anisotropie de la mobilité avec $\mu_x = 2.7\ 10^{-6}$ m^2.V^{-1}.s^{-1} et $\mu_y = \mu_x/2.4$ [233]. Sauf mention particulière, le champ statique E_0 vaut 3 kV/cm. On peut réaliser ensuite un test de la structuration du matériau induite par la modification de l'indice de réfraction Δn par l'effet Pockels. Ces tests des guides seront rapportés dans la section suivante pour les guides canaux.

B.2.1 Cas du guide planaire

Pour réaliser un guide planaire, comme nous l'avons vu abondamment au cours de cette thèse, il suffit d'appliquer en même temps une tension électrique continue parallèlement à l'axe optique du cristal (axe x dans notre repère) et d'éclairer le matériau photoréfractif par une bande de lumière visible (ou proche UV) selon l'autre dimension transverse y. Les résultats simulant la dynamique de mise en place de l'effet photoréfractif par une bande de lumière dans un cristal de SBN sont rapportés sur la Figure B.1 qui sont des coupes du plan transverse xOy. L'illumination latérale choisie est de forme super-gaussienne ($I = I_0 \exp(-(y/w_0)^4)$) avec $w_0 = 20$ µm et une intensité crête $I_0 = 5$ mW/cm^2. La Figure B.1 montre la distribution des charges $\tilde{\rho}$ à deux instants caractéristiques : $t = 0.2T_d$ qui correspondent au début du processus (Figure B.1(a)), et à $t = 3T_d$ qui s'approche de l'état stationnaire (Figure B.1(c)). La distribution des charges (ici des électrons) possède une répartition antisymétrique due à leur entraînement par le champ appliqué. Le champ de

[2] La valeur élevée de l'intensité du noir correspond à la prise en compte de l'illumination de fond présente dans les expériences (voir §2.3) et aux imperfections du montage qui masquent une partie du champ électrique qui sont donc approchées ici par un courant d'obscurité élevé.

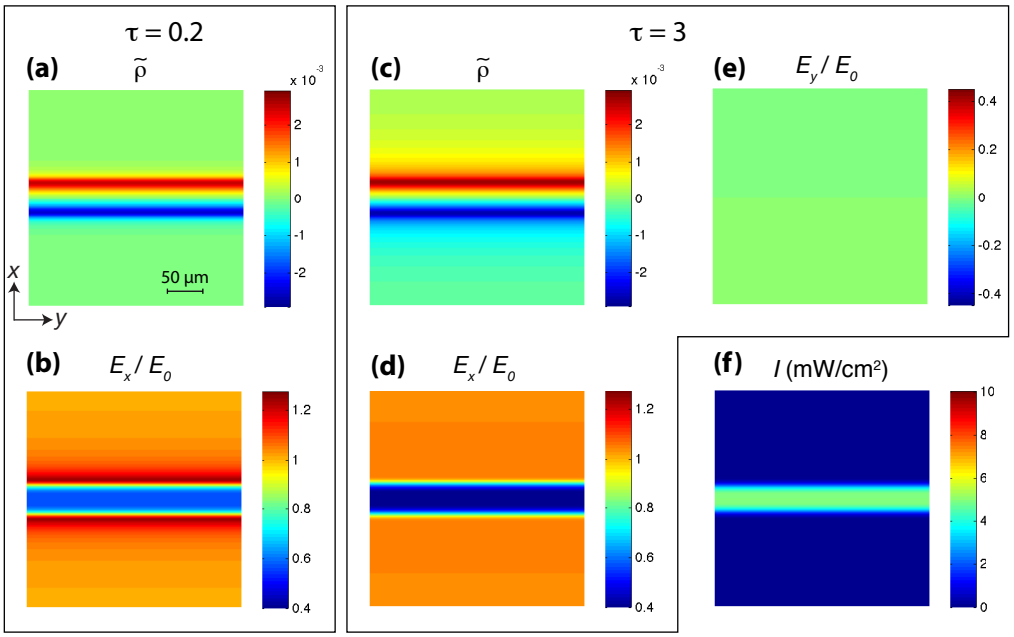


FIGURE B.1 – Dynamique d'établissement de l'effet photoréfractif pour une illumination 1D pour un champ $E_0 = 3$ kV/cm. Deux instants particuliers sont considérés : le début du processus à $\tau = 0.2$ (a,b) et le régime quasi-établi à $\tau = 3$ (c,d,e). Pour ces deux instants, la distribution des charges est donnée en (a) et (c), ainsi que celle de la composante principale du champ induit E_x en (b) et (d). Le champ dans la dimension y est donné en (e) pour l'instant final. La configuration de l'illumination de contrôle est donnée en (f) avec une intensité au centre de $I_0 = 5$ mW/cm^2.

charge d'espace induit correspondant est alors calculé. La composante principale E_x est représentée sur la Figure B.1(b) pour $\tau = 0.2$ et sur la Figure B.1(d) pour $\tau = 3$. La composante E_y est également représentée (Figure B.1(e)), mais elle est évidemment nulle pour une configuration 1D. Comme nous l'avons déjà vu au cours du chapitre 2, la composante x du champ électrique est bien minimale à l'endroit où l'illumination est maximale, à cause du masquage du champ appliqué, et E_x reste égal à E_0 loin du faisceau lumineux.

Cependant un phénomène supplémentaire apparait à la mise en place de l'effet photoréfractif et correspond à une augmentation locale du champ de charge d'espace aux abords de l'illumination : E_x devient localement plus grand que E_0 de part et d'autre du faisceau lumineux (Figure B.1(b), partie en rouge). Ces maximums locaux rappellent le profil caractéristique de l'effet photoréfractif induit par un faisceau 2D [234] alors que nous sommes ici dans une configuration 1D (mais simulée par un modèle 3D). Ce phénomène transitoire disparait en régime établi comme le prouve la Figure B.1(d) et on retrouve alors une répartition du champ conforme à la théorie donnée par le calcul théorique 1D et rappelé dans le chapitre 2, § 2.2.2. Ainsi, finalement, E_x suit bien le profil de l'illumination latérale $I(x)$.

Les distributions caractéristiques obtenues pour une illumination 2D circulaire

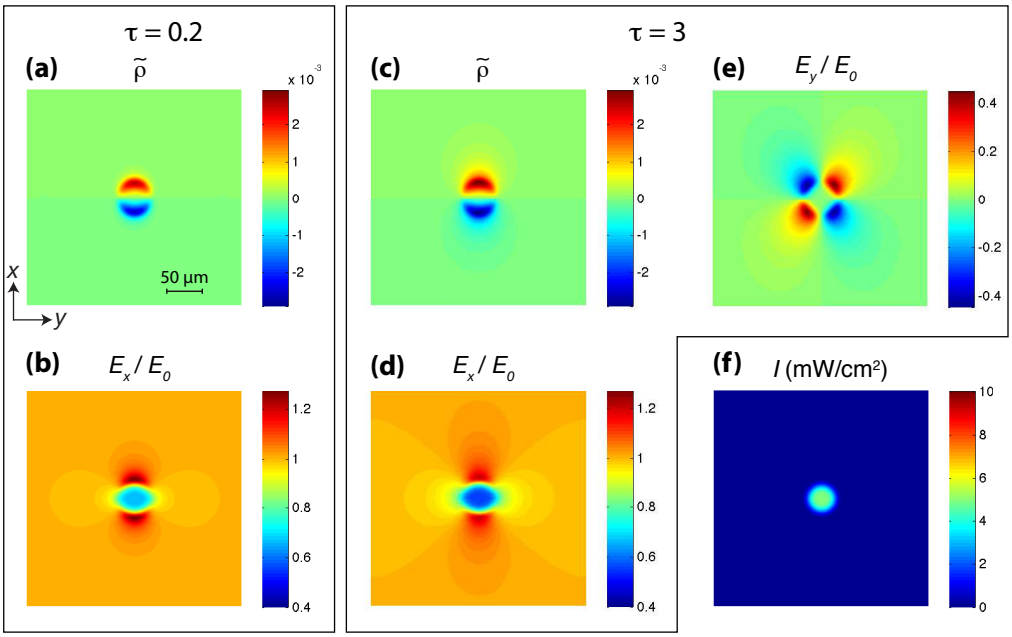


FIGURE B.2 – Dynamique d'établissement de l'effet photoréfractif pour une illumination circulaire 2D. Les mêmes grandeurs que celles de la Figure B.1 sont représentées et aux mêmes instants. Excepté la forme de l'illumination représentée en (f) tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Figure B.1.

sont rappelées sur la Figure B.2. Elle a été obtenu dans les mêmes conditions que celles de la Figure B.1, seule la géométrie de l'illumination a été changée (ici $I = I_0 \exp(-(\sqrt{x^2+y^2}/w_0)^4)$). Sur les Figures B.2(b) et (d), on observe bien les rebonds du champ électrique E_x le long de l'axe x. Dans une configuration 2D ces rebonds restent présents en régime stationnaire et sont déjà connus expérimentalement [94]. En configuration 2D, la composante y du champ a une distribution antisymétrique qui se traduit par une boucle de courant de part et d'autre de l'illumination [234].

Les simulations 3D résolues dans le temps d'une illumination 1D témoignent d'une dynamique de l'effet photoréfractif plus riche que ce que peut laisser penser un modèle approché unidimensionnel. Pour mieux se représenter cette évolution de l'effet photoréfractif et les répercussions sur la réalisation d'un guide d'onde plan, la Figure B.3(b) présente l'évolution au cours du temps de la variation de l'indice de réfraction Δn induite par le champ électrique via l'effet Pockels, pour un faisceau sonde polarisé suivant x. Ainsi, au cours du temps, la variation Δn induite par le champ appliqué augmente progressivement au centre du faisceau pour se rapprocher de la valeur du milieu non perturbé (puisque $\Delta n = -1/2n^3 r_{eff} E_x$, voir éq. (2.7)). Ces résultats sont issus des mêmes calculs que ceux de la Figure B.1. Le profil d'indice suivant x montre donc bien un creux sur les bords du faisceau qui s'amplifie jusqu'à environ $t = 0.2T_d$, puis diminue pour complètement disparaitre en régime établi. Au contraire, pour une illumination 2D symétrique, les creux restent présents même en régime stationnaire (Figure B.3(a)). Il est à noter que pour une

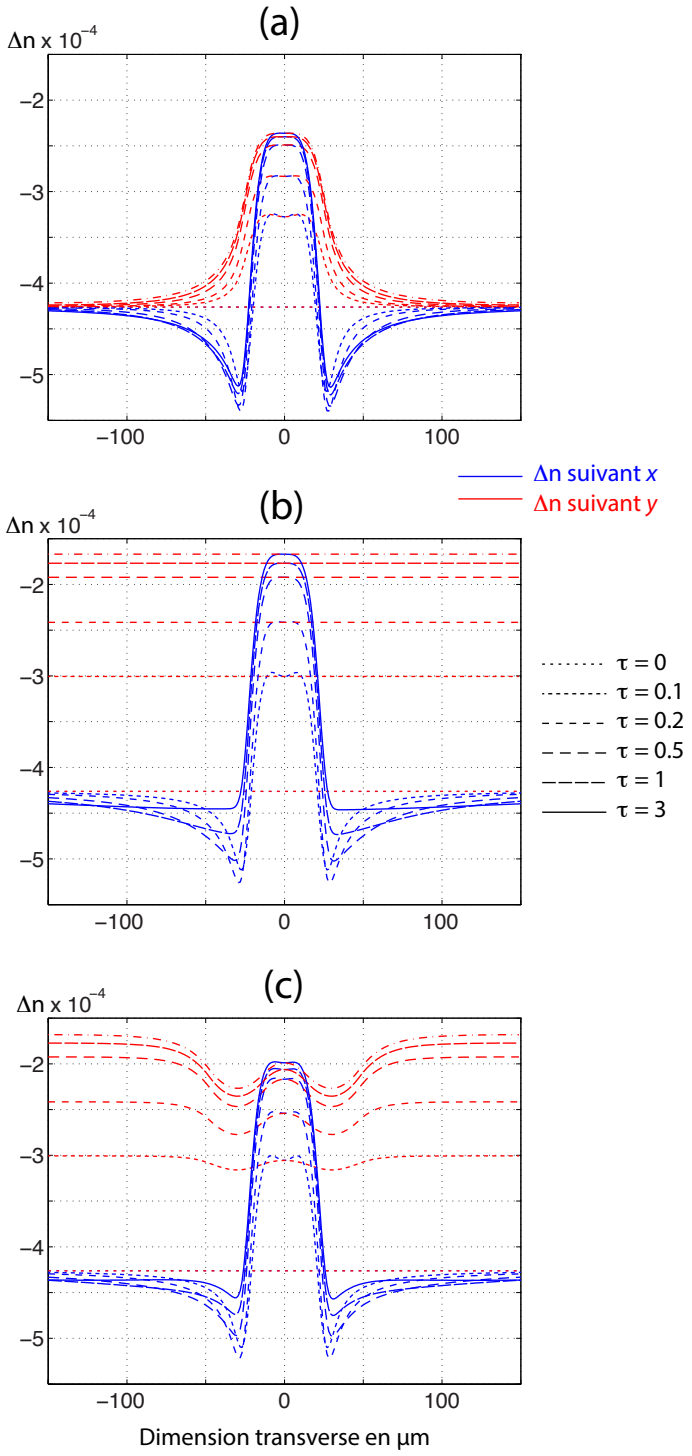


FIGURE B.3 – Evolution en fonction du temps du contraste d'indice pour différentes illuminations. (a) Cas d'une illumination 2D symétrique correspondant à la Figure B.2. (b) Cas d'une illumination 1D correspondant à la Figure B.1. (c) Cas d'un éclairement 2D par illumination latérale correspondant à la Figure B.6. Les valeurs des contrastes d'indice ont pour référence la valeur de l'indice de réfraction du milieu non perturbé.

illumination crête similaire, le contraste d'indice obtenu (entre la maximum et le minimum de l'indice de réfraction) est le même dans ces deux configurations, même si la valeur de Δn au centre est différente.

En ce qui concerne la réalisation de guides planaires par illumination latérale, ces simulations montrent qu'un guide avec un contraste d'indice efficace est obtenu bien avant que le régime stationnaire ne soit atteint, et ce même si le contraste d'indice continue d'évoluer. En effet comme on l'a vu, au début de l'établissement de l'effet photoréfractif, la valeur de n au centre du guide est faible, mais la présence d'un creux d'indice sur les bords du guide permet d'augmenter la valeur du contraste d'indice pour un meilleur confinement dans le guide. Les guides obtenus dans les conditions simulées ont un contraste d'indice de l'ordre de $3\ 10^{-4}$ ce qui est du même ordre de grandeur que lors des réalisations expérimentales effectuées au cours de cette thèse. Lors de nos investigations expérimentales, nous avons essayé de détecter ce creux d'indice, notamment par des mesures interférométriques (voir par exemple la Figure 3.7), mais cela n'a pas été concluant. La raison principale est sans doute le fait que la lumière qui entre dans le cristal sur les bords du guide 1D est captée par le guide au cours de la propagation. Aussi, aucune intensité lumineuse ne se retrouve en sortie du guide à l'endroit où sont censés se trouver ces creux d'indice, rendant les franges d'interférences inexistantes. On ne peut donc pas tirer d'information sur le Δn à cet endroit particulier.

B.2.2 Cas du guide canal

Bien que cela n'ait pas été exploité dans cette thèse, des guides canaux peuvent aussi être réalisé par la technique d'illumination latérale, mais cela demande une mise en forme du faisceau de contrôle un peu plus complexe, car cette fois-ci ce n'est plus une bande lumineuse que l'on doit appliquer sur le cristal, mais trois bandes : une suivant y et deux bandes parallèles suivant x. Cela a été démontré au cours de la thèse de Mohamed Gorram [7, 132]. Du point de vue expérimental, il faut donc ajouter une deuxième illumination structurée dans la seconde dimension transverse (cette fois-ci le long de x). Cela est rendu possible en remplaçant les électrodes standards par des électrodes semi-transparentes. Un aperçu des modifications du montage au niveau de l'échantillon est illustré sur la Figure B.4.

On peut justifier de la nécessité d'une telle illumination par un raisonnement phénoménologique, schématisé sur la Figure B.5 et repris de [7]. On s'intéresse à la situation où deux éclairements d'intensités crêtes égales, $I_1 = I_2 = I_0$, se croisent dans le volume du cristal électro-optique. Pour cela des électrodes semi-transparentes permettent au faisceau de contrôle suivant x de pénétrer dans le cristal. La Figure B.5(b) montre clairement que ce faisceau joue un rôle différent du faisceau I_1 suivant y. Le faisceau se propageant dans la direction x produit un pseudo-court-circuit optique entre les deux électrodes. En fait, dans la région éclairée par le faisceau de la deuxième dimension, l'intensité I_2 de celui-ci peut être assimilée à une intensité d'obscurité supplémentaire. Par conséquent, le masquage du champ dans le carré central est moins efficace qu'en l'absence du faisceau de contrôle I_2. Ainsi suivant y le champ est plus faible (donc le contraste d'indice plus fort) autour du carré central, d'où une situation non conforme à la réalisation d'un guide 2D. Par

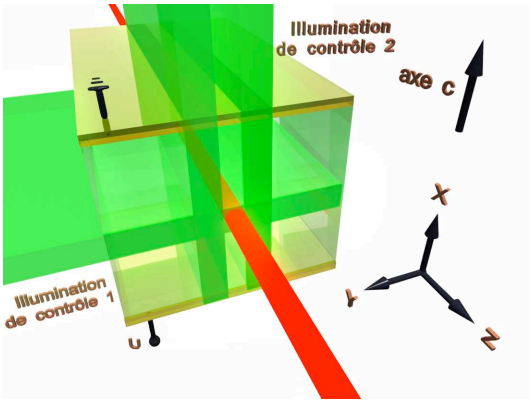


FIGURE B.4 – Schématisation de la configuration expérimentale au niveau du cristal de SBN pour la réalisation d'un guide canal par illumination latérale [7].

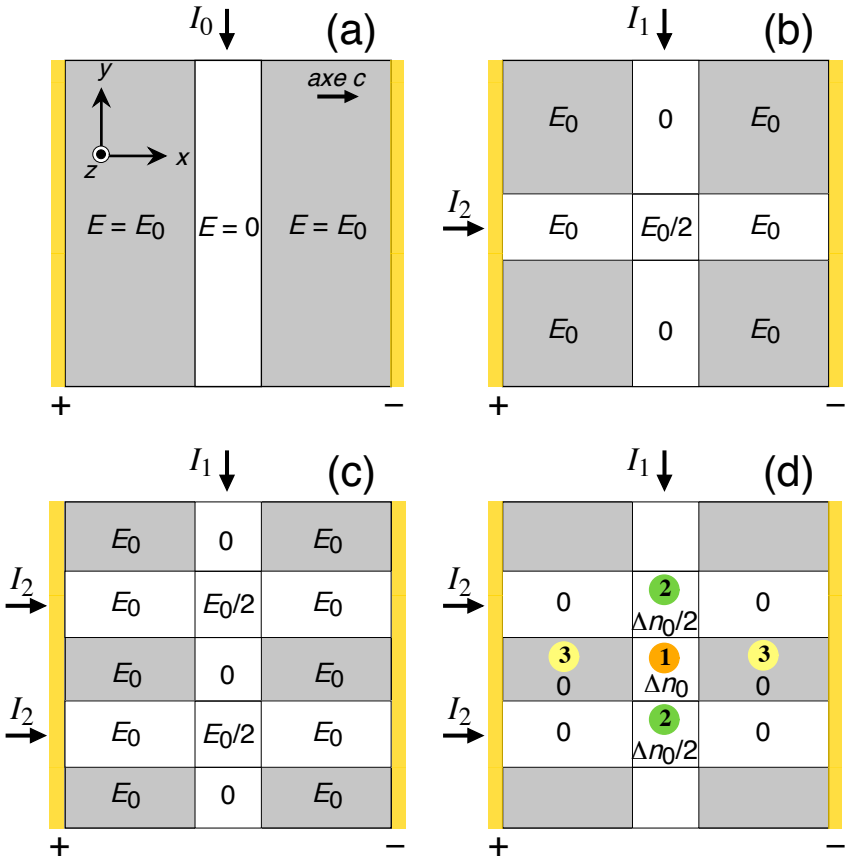


FIGURE B.5 – Principe de la génération de guides d'onde 2D par illumination latérale. Pour des raisons de simplifications, une situation idéale est représentée ici pour le cas particuliers où $I_1 = I_2 = I_0 \gg I_D$. (a) Illumination de contrôle pour le guide 1D plan. (b) Croisement de deux illuminations, le confinement n'a pas lieu dans la direction y ; (c)+(d) Configurations utilisées pour générer des guides d'onde photo-induits 2D. Pour les Figures (a), (b) et (c) les valeurs du champ électriques sont données. (d) Changement d'indice de réfraction correspondant au cas (c) [7].

contre, dans la situation décrite par la Figure B.5(c) on constate que dans le carré central, le champ électrique est plus faible que dans les zones qui l'entourent, ce qui correspond bien à un maximum de l'indice de réfraction nécessaire à un confinement bi-dimensionnel[3].

Analysons maintenant la situation pour une telle illumination, en reprenant notre modèle numérique pour étudier de manière plus quantitative l'établissement du champ de charge d'espace au sein du cristal. Nous reprenons les mêmes conditions que dans le paragraphe précédent, en changeant seulement la géométrie de l'illumination de contrôle ($I = I_2[\exp(-((x-x_0)/w_2)^4) + \exp(-((x+x_0)/w_2)^4)] + I_1 \exp(-(y/w_0).^4)$, avec $w_2 = 13.5$ µm et $x_0 = 2.25w_0$;). L'illumination de fond est également la même ($I_d = 3$ mW/cm^2). Comme dans l'étude phénoménologique de la Figure B.5, nous choisissons, pour commencer, des intensités crêtes identiques dans les deux dimensions et égales à 5 mW/cm^2 (Figure B.6(f)). Les résultats obtenus sont regroupés sur les Figure B.6 et B.3(c). Ainsi, l'ajout des deux bandes lumineuses parallèles à x ont pour effet d'effacer partiellement et localement la distribution des charges accumulées dans une géométrie 1D dans la bande lumineuse suivant y (Figure B.6(a,c)). On retrouve le sursaut du champ électrique le long de la bande lumineuse selon y (Figure B.6(b)), qui va disparaitre en régime établi, sauf près des bandes de la deuxième dimension où l'on se rapproche d'une illumination 2D (Figure B.6(d)) comme en témoigne le champ E_y (Figure B.6(e)) qui montre là encore des boucles de courant, avec un double *quadrupôle* de charges.

En ce qui concerne le contraste d'indice obtenu, on a bien une bosse d'indice à la fois suivant x et suivant y (Figure B.3(c)), même si, comme attendu, Δn est inférieur dans la deuxième dimension. Un moyen pour augmenter le contraste d'indice dans la deuxième dimension est d'augmenter le rapport d'intensité I_2/I_1 comme nous allons le voir dans la prochaine section où nous allons plus particulièrement étudier la dynamique de formation des guides 2D en fonction de plusieurs paramètres et en confrontant les résultats numériques avec les expériences.

[3]Nous souhaitons attirer l'attention du lecteur sur le fait que la situation décrite par les Figures B.2 et B.3(a), obtenue pour une illumination circulaire (Figure B.2(f)), ne correspond pas à une configuration réaliste expérimentalement. En effet, pour obtenir un guide canal où le faisceau est guidé au cours de la propagation en z, cela implique que Δn soit invariant suivant cette dimension z, et donc également l'illumination. Avec notre technique, l'illumination éclaire bien de façon homogène toute la longueur du cristal, par contre, comme la lumière traverse transversalement le cristal une telle géométrie circulaire est inaccessible . Pour avoir un éclairement localisé au centre du cristal, il faut donc illuminer le cristal longitudinalement, en focalisant le faisceau dans le cristal. Par contre, le faisceau va diffracter au cours de la propagation, ce qui empêche de réaliser un guide homogène en z. Un solution pourrait être, de réaliser dans le même temps un soliton spatial qui pourra empêcher la diffraction du faisceau. Néanmoins, la réalisation d'un soliton spatial implique des contraintes supplémentaires par rapport à la technique d'illumination latérale et limite dans le même temps la liberté quant à la forme du contraste d'indice obtenu. Cela ne sera donc pas analysé ici.

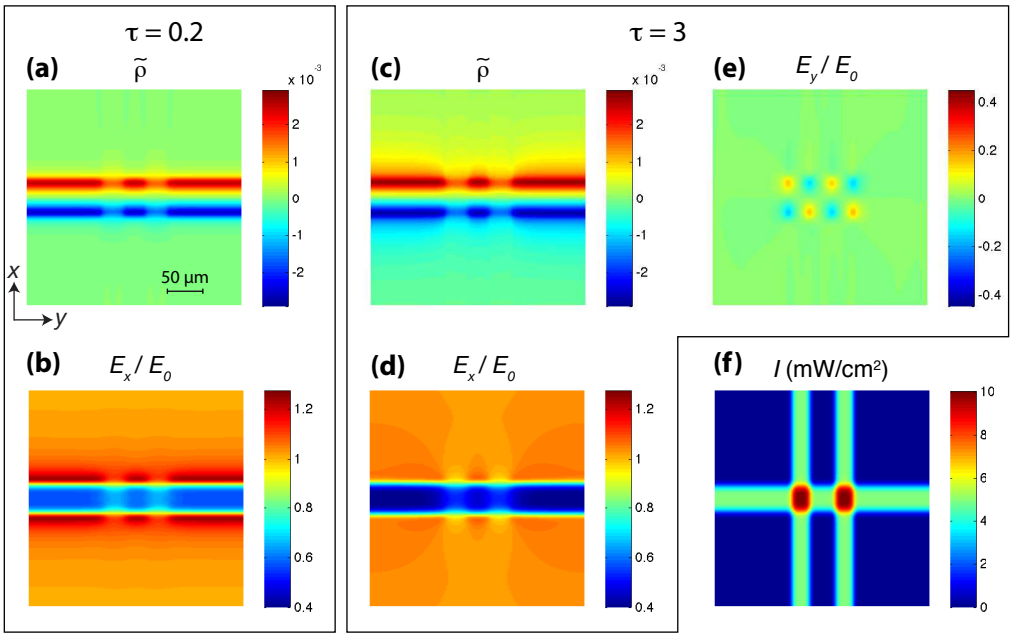


FIGURE B.6 – Dynamique d'établissement de l'effet photoréfractif pour une illumination latérale 2D. Les mêmes grandeurs que celle de la Figure B.1 sont représentées et aux mêmes instants. Excepté l'ajout de deux bandes lumineuses suivants x dans l'illumination représentée en (f) tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Figure B.1.

B.3 Etude de l'anisotropie de la dynamique de création des guides canaux

Il est connu que la rapidité de la mise en place de l'effet photoréfractif dépend fortement des conditions expérimentales telles que l'intensité lumineuse et le champ électrique appliqué. En particulier, plus l'intensité lumineuse sera forte, plus la photoinscription sera rapide (du fait d'un plus grand nombre de charges libérées), de même qu'un champ électrique intense entrainera plus rapidement les charges vers leurs destinations définitives. Nous allons vérifier cette dynamique dans la cas de la réalisation de guides 2D par illumination latérale. A cause de la structuration particulière de l'illumination, avec des éclairements suivant x et y ayant un effet différent, on s'attend à une dynamique plus complexe qui mérite d'être analysée plus en détail.

B.3.1 Influence du rapport d'intensité

La dynamique de mise en place du champ de charges d'espace a été étudiée dans le paragraphe précédent, nous allons donc maintenant tester la structuration du matériau sur un faisceau sonde de faible intensité. Ainsi, ce faisceau, issu d'un laser He-Ne à 633 nm continu, ne viendra pas perturber l'effet photoréfractif. Il est

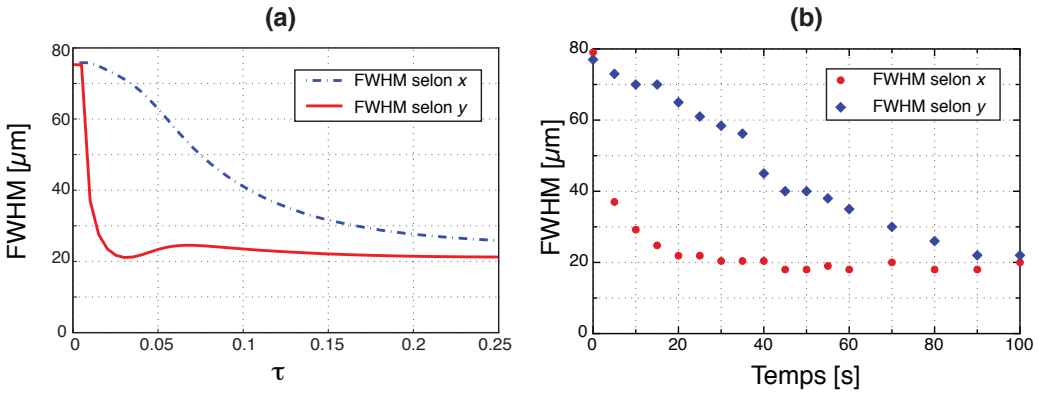


FIGURE B.7 – Evolution de la taille du faisceau sonde après propagation dans l'échantillon de 1 cm au cours de la mise en place du guide canal par illumination latérale avec $I_2 = I_1 = 5$ mW/cm^2 et $E_0 = 3$ kV/cm. Le faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal à l'endroit du guide. (a) Théorie. (b) Expérience.

focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon à l'endroit où le guide va être inscrit (FWHM[4]=17 μm), avec une polarisation selon l'axe x afin de bénéficier du maximum de contraste d'indice. Le faisceau se propage selon z sur une longueur de cristal de 1 cm. Il est injecté dans le matériau en même temps que le faisceau de contrôle afin de suivre l'évolution de la capacité de confinement du guide.

L'évolution de la taille du faisceau dans les deux dimensions transverses à la fin de la propagation est rapportée sur la Figure B.7(a) dans le cas où la distribution des charges, les champs correspondants et le contraste d'indice induit sont ceux du paragraphe précédent rapporté sur les Figures B.6 et B.3(c). Les courbes ne montrent que l'évolution jusqu'à $t = 0.25T_d$ car ensuite bien que le champ évolue encore, cela n'a que très peu d'influence sur le guidage du faisceau, comme nous l'avons justifié précédemment. Ici les 3 bandes lumineuses ont la même intensité crête de 5 mW/cm^2 (Figure B.6(f)). Ainsi, comme le contraste d'indice est plus marqué dans la dimension 1 (parallèle à x), le faisceau est d'abord piégé dans cette dimension, et il faut attendre plus longtemps pour avoir un confinement efficace dans la deuxième dimension (parallèle à y). Quoiqu'il en soit, au final un confinement similaire dans les deux dimensions est obtenu en régime établi. Cela correspond bien à nos expériences rapportées sur la Figure B.7(b) qui montrent là aussi une forte anisotropie de la dynamique de focalisation du faisceau suivant les deux dimensions et un temps d'établissement plus long dans la deuxième dimension. Les courbes théoriques et expérimentales ont été obtenues dans des configurations et avec des paramètres comparables, d'où un bon accord qualitatif entre les deux. Ces temps de réponses différents ne sont pas surprenants puisque le contraste d'indice est plus faible dans la deuxième dimension. Il faut cependant se rappeler que la dynamique de formation d'un soliton spatial 2D dans un milieu photoréfractif présente elle aussi une dynamique anisotropique [235] bien que l'éclairement soit symétrique. Ce

[4]où FWHM (Full Width at Half Maximum) désigne la largeur du faisceau gaussien prise à mi-hauteur

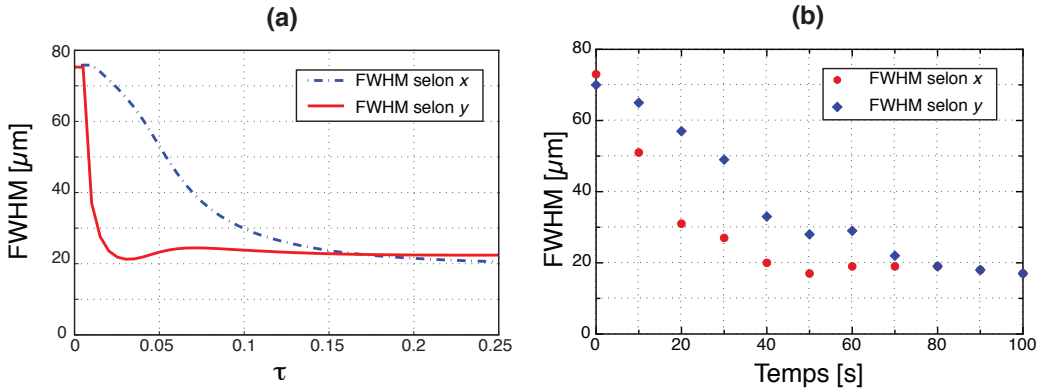


FIGURE B.8 – Evolution de la taille du faisceau sonde après propagation dans l'échantillon de 1 cm au cours de la mise en place du guide canal par illumination latérale avec $I_2 = 2I_1 = 10$ mW/cm^2 et $E_0 = 3$ kV/cm. Le faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal l'endroit du guide. (a) Théorie. (b) Expérience.

comportement est donc caractéristique de l'effet photoréfractif, où l'entraînement des charges se fait dans une direction privilégiée, ici sous l'influence de la tension appliquée.

Dans nos expériences, au contraire des expériences sur les solitons, nous contrôlons de manière séparée les illuminations à l'origine du guidage dans chacune des dimensions. Ainsi, nous pouvons espérer limiter les différences de temps d'établissement en augmentant l'intensité dans la dimension 2, tout en laissant constante I_1, puisque le temps de réponse photoréfractif est fonction de l'éclairement (voir éq. (B.5))[5]. C'est pourquoi nous avons fait varier l'intensité du deuxième faisceau dans une série d'expérience [230] dont un exemple caractéristique est donné sur la Figure B.8. Cette fois-ci l'intensité crête $I_2 = 10$ mW/cm^2 et vaut donc le double de celle de I_1, tous les autres paramètres restant inchangés. A la fois, sur les simulations et sur les expériences nous constatons bien que la différence de temps nécessaire à l'obtention d'un faisceau bien guidé dans les deux dimensions diminue. Par ailleurs un meilleur confinement est obtenu selon y à la fois dans les expériences et en théorie. Néanmoins, on obtient un meilleur confinement dans les simulations, vraisemblablement à cause des défauts du montage expérimental (tels que diffusion de la lumière de contrôle, le masquage partiel du champ dues aux imperfections des électrodes...). D'une manière générale, il faut retenir qu'un guide plus efficace et plus symétrique dans les deux dimensions sera réalisé avec une illumination dans la deuxième dimension supérieure à celle de la première.

B.3.2 Influence du champ appliqué

Nous avons réalisé une dernière série d'expérience où cette fois-ci nous avons fait varier la tension appliquée. Un exemple de résultat, obtenu avec un champ plus élevé

[5]Rappelons que dans toutes nos simulations numériques T_d est calculé en prenant en compte uniquement I_1 et pas I_2 dans la cas d'une illumination 2D afin de pouvoir comparer facilement les temps d'établissement dans diverses configurations.

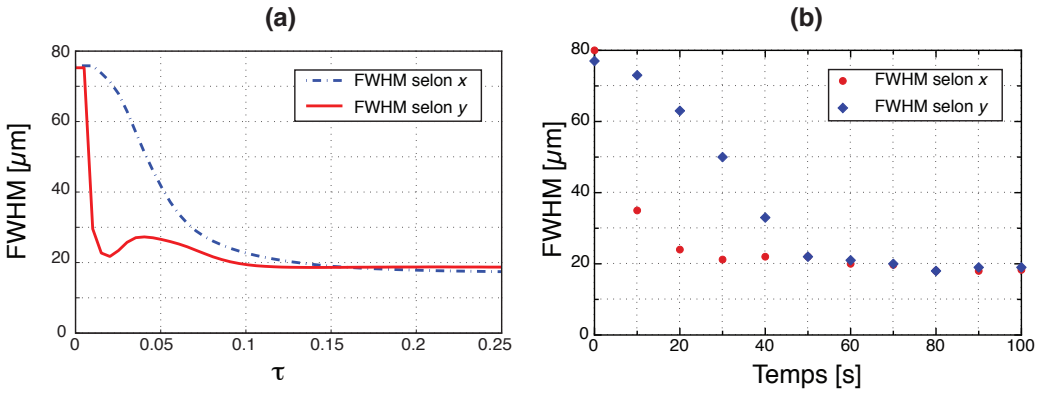


FIGURE B.9 – Evolution de la taille du faisceau sonde après propagation dans l'échantillon de 1 cm au cours de la mise en place du guide canal par illumination latérale avec $I_2 = 2I_1 = 10$ mW/cm^2 et $E_0 = 5$ kV/cm. Le faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal l'endroit du guide. (a) Théorie. (b) Expérience.

$E_0 = 5$ kV/cm, est rapporté ici (Figure B.9), les autres paramètres étant identiques à ceux de la Figure B.8. Un plus grand champ appliqué accélère la dynamique temporelle dans les deux dimensions, mais impacte peu la taille du mode guidé qui reste légèrement inférieur à 20 μm à la fois dans les expériences et dans les simulations.

Remarquons par ailleurs, que la dynamique de piégeage du faisceau suivant x n'est pas aussi régulière que suivant y. Cela se constate dans toutes nos configurations 2D, mais est amplifié pour une tension élevée. En effet, lors de la mise en place du champ de charges d'espace, la contribution de l'illumination dans la deuxième dimension a pour effet d'empêcher localement le masquage du champ, comme nous l'avons vu sur la Figure B.6(b,d). Ceci a tendance à perturber également le champ au centre du faisceau (là où se construit le guide) et donc à rendre le guidage temporairement moins efficace dans la première dimension.

B.4 Conclusion

A l'aide d'un modèle numérique 3D et résolu dans le temps, nous avons pu modéliser nos expériences de réalisations de guides par illumination latérale, que ce soit pour les guides planaires, mais aussi et surtout pour le cas des guides canaux. Dans ce dernier cas, nos modélisations ont montré que la dynamique de formation est riche et anisotropique permettant d'aller plus loin que l'étude phénoménologique qui avait été initialement développée au début de ces études [7].

Par ailleurs, un effet supplémentaire a été mis en évidence en théorie, dans la dynamique d'établissement des guides plans qui consiste en des lobes sur les bords du faisceau dans la dimension parallèle à celle du champ électrique appliqué. Ces rebonds sont similaires à ceux obtenus dans une configuration 2D, mais ne sont présents qu'en régime transitoire et disparaissent en régime établi.

Annexe C

Publications

C.1 Articles dans des revues internationales à comité de lecture (ACL)

- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Planar achromatic multiple beam splitter by adiabatic light transfer", Opt. Lett., **37**, pp. 3789-3791 (2012)
- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide array", Phys. Rev. A, **87**, 013806 (2013)
- **C. Ciret**, M. Alonzo V. Coda, A. A. Rangelov, G. Montemezzani, "Analogue to Electromagnetic Induced Transparency and Autler-Townes effect demonstrated with photo-induced coupled waveguides", Phys. Rev. A, **88**, 013840 (2013)

C.2 Conférences internationales à comité de lecture avec actes (ACT)

- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Planar n-fold beam splitter based on adiabatic light transfer", P7.05, ECOC 2012, Amsterdam (Pays-Bas), 16-20 septembre 2012.
- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, G. Montemezzani, "Achromatic and reconfigurable adiabatic light transfer in photoinduced waveguides", EOS ,Annual Meeting (EOSAM 2012), Aberdeen (Écosse, GB), 25 sept.-8 oct. 2012, ISBN : 978-3-981 5022-4-4.
- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, G. Montemezzani, "demonstration of reconfigurable optical functions inspired by quantum effects", CLEO Europe - IQEC 2013, Munich (Allemagne), 12-16 mai 2013, ISBN : 978-1-4799-0594-2.
- **C. Ciret**, V. Coda, A. A. Rangelov, G. Montemezzani, "Optical analogue to Electromagnetically Induced Transparency and Autler-Townes effect", CLEO 2013 - QELS, San José (États-Unis), 9-14 juin 2013, ISBN : 978-1-55752-972-5

Bibliographie

[1] L. De Broglie. Ondes et quanta. *Compt. Rend.*, 177, 507–510, 1923.

[2] E. Schrodinger. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik. *Naturwissenchaften*, 23, 807, 1935.

[3] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann. Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated raman scattering with partially overlapping laser fields. a new concept and experimental results. *J. Chem. Phys.*, 92, 5363–5376, 1990.

[4] S. Longhi. Quantum-optical analogies using photonic structures. *Laser Photon. Rev.*, 3, 243–261, 2009.

[5] F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, and Y. Silberberg. Discrete solitons in optics. *Phys. Rep.*, 463, 1 – 126, 2008.

[6] A. Szameit, J. Burghoff, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tunnermann, and F. Lederer. Two-dimensional soliton in cubic fs laser written waveguide arrays in fused silica. *Opt. Express*, 14, 6055–6062, 2006.

[7] M. Gorram. *Génération et étude de guides d'onde reconfigurables induits par illumination latérale.* PhD thesis, UPVM - Université Paul Verlaine Metz, 2009.

[8] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. i. steady state. *Ferroelectrics*, 22, 949–960, 1978.

[9] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. ii. beam coupling and light amplification. *Ferroelectrics*, 22, 961–964, 1978.

[10] J. Hecht. *City of Light, The Story of Fiber Optics.* Oxford University Press, 1999.

[11] D. Colladon. On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream. *Compt. Rend.*, 15, 800–802, 1842.

[12] H. Kogelnik. High-speed lightwave transmission in optical fibers. *Science*, 228, 1043, 1985.

[13] S. R. Nagel. Optical fibre-the expanding medium. *IEEE Circuit. Devic.*, 5, 36 –45, 1989.

[14] E. Desurvire. Erbium-doped fiber amplifiers for new generations of optical communication systems. *Opt. Photonics News*, 2, 6, 1991.

[15] E.A.J. Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *Bell Syst. Tech. J.*, 48, 2071, 1969.

[16] WJ Tomlinson and CA Brackett. Telecommunications applications of integrated optics and optoelectronics. *Proc. IEEE*, 75, 1512–1523, 1987.

[17] M. Kawachi. Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components. *IEEE J. Quant. Electron.*, 22, 391–416, 1990.

[18] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics*. Sringer, 1995.

[19] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann. Femtosecond waveguide writing : a new avenue to three-dimensional integrated optics. *Appl. Phys. A*, 77, 109–111, 2003.

[20] B. E. A Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley-Interscince, 1991.

[21] A. Yariv. *Optical Electronics*. Oxford University Press, Oxford, 1991.

[22] K. Okamoto. *Fundamentals of optical waveguides*. Academic Press, 2000.

[23] A. W. Snyder and J. Love. *Optical Waveguide Theory*. Springer, 2nd edition, 2014.

[24] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid states physics*. Thomson learning, 1976.

[25] C. Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 1998.

[26] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-9, 919–933, 1973.

[27] L. Eyges and P. Wintersteiner. Modes of an array of dielectric waveguides. *J. Opt. Soc. Am.*, 71, 1351, 1981.

[28] W-P Huang. Coupled mode theory for optical waveguides : an overview. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, 963, 1994.

[29] E. A. Ostrovskaya, Y. S. Kivshar, M. Lisak, B. Hall, Fe. Cattani, and D. Anderson. Coupled-mode theory for bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 61, 031601, 2000.

[30] C. Peng, Y. Liang, K. Sakai, S. Iwahashi, and S. Noda. Three-dimensional coupled-wave theory analysis of a centered-rectangular lattice photonic crystal laser with a transverse-electric-like mode. *Phys. Rev. B*, 86, 035108, 2012.

[31] Z. Ruan and Sh. Fan. Temporal coupled-mode theory for light scattering by an arbitrarily shaped object supporting a single resonance. *Phys. Rev. A*, 85, 043828, 2012.

[32] A. Ihaya, H. Furuta, and H. Noda. Thin-film optical directional coupler. *Proc. IEEE*, 60, 470 – 471, 1972.

[33] C. Wu. Polarization independent optical directional coupler wavelength tunable filters/receivers, 1996.

[34] L. K. Wong. Backplane databus utilizing directional couplers, 1994.

[35] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh. A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 52, 980–992, 2004.

[36] S. M. Eaton, W. Chen, L. Zhang, H. Zhang, R. Iyer, J. S. Aitchison, and P. R. Herman. Telecom-band directional coupler written with femtosecond fiber laser. *IEEE Photonic. Tech. L.*, 18, 2174–2176, 2006.

[37] A. R. Anderson, G. B. Backes, R. T. Demulling, D. Louwagie, T. C. Ortberg, and E. F. Sansone. Rf directional coupler module, 1999.

[38] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger. Channel optical waveguide directional couplers. *Appl. Phys. Lett.*, 22, 46, 1973.

[39] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Brauer, and F. Lederer. Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems. *Phys. Rev. Lett.*, 88, 093901, 2002.

[40] R. R. A. Syms. Improved coupled mode theory for codirectionally and contradirectionally coupled waveguide arrays. *J. Opt. Soc. Am. A*, 8, 1062, 1991.

[41] M. L. Cooper and S. Mookherjea. Numerically assisted coupled mode theory for silicon waveguide couplers and arrayed waveguides. *Opt. Express*, 17, 1583, 2009.

[42] C. Minot, N. Belabas, J. A. Levenson, and J.-M. Moison. Analytical first order extension of coupled mode theory for waveguide arrays. *Opt. Express*, 18, 7157, 2010.

[43] N. Belabas, C. Minot, J. A. Levenson, and J. M. Moison. Ab initio design, experimental validation, and scope of coupling coefficients in waveguide arrays and discrete photonics patterns. *J. Lightwave Technol.*, 29, 3009, 2011.

[44] P. Yeh, A. Yariv, and C-S Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 67, 423, 1977.

[45] P. St. J. Russel. Optics of Floquet Bloch waves in dielectric gratings. *Appl. Phys. B*, 39, 231, 1986.

[46] P. St. J. Russell, T. A. Birks, and F. D. Lloyd-Lucas. *Photonic Bloch waves and photonic band gaps.* Plenum Press, 1995.

[47] D. Mandelik, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison. Band-gap structure of waveguide arrays and excitation of floquet-bloch solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 053902, 2003.

[48] J. M. Moison, N. Belabas, J. A. Levenson, and C. Minot. Light-propagation management in coupled waveguide arrays : Quantitative experimental and theoretical assessment from band structures to functional patterns. *Phys. Rev. A*, 86, 033811, 2012.

[49] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison. Diffraction management. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 1863, 2000.

[50] S. Longhi. Coherent destruction of tunneling in waveguide directional couplers. *Phys. Rev. A*, 71, 065801, 2005.

[51] A. Szameit, F. Dreisow, T. Pertsch, S. Nolte, and A. Tunnermann. Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides. *Opt. Express*, 15, 1579, 2007.

[52] S. Longhi and K. Staliunas. Self-collimation and self-imaging effects in modulated waveguide arrays. *Opt. Commun.*, 281, 4343, 2008.

[53] N. Belabas, S. Bouchoule, I. Sagnes, J. A. Levenson, C. Minot, and J-M Moison. Confining light flow in weakly coupled waveguide arrays by structuring the coupling constant : towards discrete diffractive optics. *Opt. Express*, 17, 3148, 2009.

[54] A. Szameit, Y. V. Kartashov, F. Dreisow, M. Heinrich, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tuunnermann, V. A. Vysloukh, F. Lederer, and L. Torner. Inhibition of light tunneling in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 153901, 2009.

[55] Y. V. Kartashov and V. A. Vysloukh. Light tunneling inhibition in array of couplers with longitudinal refractive index modulation. *Opt. Lett.*, 35, 205, 2010.

[56] S. Longhi. Controlling the path of discretized light in waveguide lattices. *Phys. Rev. A*, 83, 015803, 2011.

[57] U. Peschel, R. Morandotti, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, and Y. Silberberg. Nonlinearly induced escape from a defect state in waveguide arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 75, 1348–1350, 1999.

[58] H. Trompeter, U. Peschel, T. Pertsch, F. Lederer, U. Streppel, D. Michaelis, and A. Brauer. Tailoring guided modes in waveguide arrays. *Opt. Express*, 11, 3404, 2003.

[59] F. Lederer U. Peschel, T. Pertsch. Optical bloch oscillations in waveguide arrays. *Opt. Lett.*, 23, 1701, 1998.

[60] G. Lenz, I. Talanina, and C. Martijn De Sterke. Bloch oscillations in an array of curved optical waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 963, 1999.

[61] T. Pertsch, P. Dannberg, W. Elflein, A. Brauer, and F. Lederer. Optical bloch oscillations in temperature tuned waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 4752, 1999.

[62] G. Lenz, R. Parker, M. C. Wanke, and C. M. de Sterke. Dynamical localization and AC bloch oscillations in periodic optical waveguide arrays. *Opt. Commun.*, 218, 87, 2003.

[63] F. Dreisow, G. Wang, M. Heinrich, R. Keil, A. Tunnermann, S. Nolte, and A. Szameit. Observation of anharmonic bloch oscillations. *Opt. Lett.*, 36, 3963–3965, 2011.

[64] D. Capeta, J. Radic, A. Szameit, M. Segev, and H. Buljan. Anderson localization of partially incoherent light. *Phys. Rev. A*, 84, 011801, 2011.

[65] L. Martin, G. Di Giuseppe, A. Perez-Leija, R. Keil, F. Dreisow, M. Heinrich, S. Nolte, A. Szameit, A. F. Abouraddy, D. N. Christodoulides, and B. E. A. Saleh. Anderson localization in optical waveguide arrays with off-diagonal coupling disorder. *Opt. Express*, 19, 13636, 2011.

[66] M. Segev, Y. Silberberg, and D. N. Christodoulides. Anderson localization of light. *Nature Photon.*, 7, 197–204, 2013.

[67] Y. Silberberg D. N. Christodoulides, F. Lederer. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices. *Nature*, 242, 817, 2003.

[68] S. Lepri and G. Casati. Asymmetric wave propagation in nonlinear systems. *Phys. Rev. Lett.*, 106, 164101, 2011.

[69] S. Longhi, F. Dreisow, M. Heinrich, T. Pertsch, A.s Tunnermann, S. Nolte, and A. Szameit. Quasienergy band engineering and broadband dynamic localization in photonic lattices with long-range interaction. *Phys. Rev. A*, 82, 053813, 2010.

[70] H. C. Ren, L. X. Chen, and W. Q. Ding. Nonlinear beam interactions in semi-infinite waveguide arrays. *Opt. Commun.*, 284, 2581 – 2586, 2011.

[71] C. M. Bender and S. Boettcher. Real spectra in non-hermitian hamiltonians having p-t symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 80, 5243–5246, 1998.

[72] R. El-Ganainy, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, and Z. H. Musslimani. Theory of coupled optical pt-symmetric structures. *Opt. Lett.*, 32, 2632–2634, 2007.

[73] Z. H. Musslimani, K. G. Makris, R. El-Ganainy, and D. N. Christodoulides. Optical solitons in $\mathrm{P}-\mathrm{T}$ periodic potentials. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 030402, 2008.

[74] S. Klaiman, U. Gunther, and N. Moiseyev. Visualization of branch points in p-t symmetric waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 080402, 2008.

[75] C. E. Ruuter, K. G. Makris, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, M. Segev, and D. Kip. Observation of parity-time symmetry in optics. *Nature Phys.*, 1515, 1–4, 2010.

[76] Y. Qi and G. Zhang. Linear discrete diffraction and transverse localization of light in two-dimensional backbone lattices. *Opt. Express*, 18, 20170, 2010.

[77] H. Trompeter, W. Krolikowski, D. N. Neshev, A. S. Desyatnikov, A. A. Sukhorukov, Y. S. Kivshar, T. Pertsch, U. Peschel, and F. Lederer. Bloch oscillations and zener tunneling in two-dimensional photonic lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 053903, 2006.

[78] J. M. Moison, N. Belabas, C. Minot, and J. A. Levenson. Discrete photonics in waveguide arrays. *Opt. Lett.*, 34, 2462, 2009.

[79] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. Dunod, 2002.

[80] E. Schrodinger. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 385, 437–490, 1926.

[81] M. Razavy. *Quantum Theory of Tunneling*. World Scientific Pub Co Inc, 2003.

[82] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley series New York, 1988.

[83] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier, 2008.

[84] P. Yeh. *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. Wiley series New York, 1993.

[85] F. Sanchez. *Optique non-linéaire cours et problèmes résolus*. Ellipses, 1999.

[86] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187, 493–494, 1960.

[87] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7, 118–119, 1961.

[88] F. Agullo-Lopez, J. M. Cabrera, and F. Agullo-Rueda. *Electrooptics : Phenomena, Materials and Applications*. Academic Press, 1994.

[89] J. F. Nye. *Physical properties of crystals : their representation by tensors and matrices*. Oxford university press, USA, 1985.

[90] A. Donaldson. Candidate materials and technologies for integrated optics : fast and efficient electro-optic modulation. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 24, 785, 1991.

[91] D. Janner, D. Tulli, M. Garcia-Granda, M. Belmonte, and V. Pruneri. Microstructured integrated electro-optic $LiNbO_3$ modulators. *Laser Photon. Rev.*, 3, 301–313, 2009.

[92] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau. Optically-induced refractive index ihomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 9, 72–74, 1966.

[93] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser. Holographic storage in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 13, 223–225, 1968.

[94] F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. *J. Appl. Phys.*, 40, 3389–3396, 1969.

[95] J. B. Thaxter. Electrical control of holographic storage in strontium-barium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 15, 210–212, 1969.

[96] J. P. Huignard and P. Gunter. *Photorefractive materials and their applications 3 : applications*. Springer-Verlag, 2007.

[97] G. Montemezzani, P. Rogin, M. Zgonik, and P. Gunter. Interband photorefractive effects in $KNbO_3$ induced by ultraviolet illumination. *Opt. Lett.*, 18, 1144–1146, 1993.

[98] G. Montemezzani, P. Rogin, M. Zgonik, and P. Gunter. Interband photorefractive effects : Theory and experiments in $KNbO_3$. *Phys. Rev. B*, 49, 2484–2502, 1994.

[99] J. P. Huignard and P. Gunter. *Photorefractive materials and their applications 1 : basic effects*. Springer-Verlag, 2005.

[100] K. Buse and E. Kratzig. Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect. *Appl. Phys. B*, 61, 27–32, 1995.

[101] K. Buse. Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals i : Models and experimental methods. *Appl. Phys. B*, 64, 273–291, 1997.

[102] S. Bernhardt, H. Veenhuis, P. Delaye, and G. Roosen. Effect of rhodium doping on the photorefractive properties of BCT crystals. *Opt. Mater.*, 18, 13 – 16, 2001.

[103] F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan, and R. W. Hellwarth. Hole-electron competition in photorefractive gratings. *Opt. Lett.*, 11, 312–314, 1986.

[104] M. C. Bashaw, T.-P. Ma, and R. C. Barker. Comparison of single- and two-species models of electron-hole transport in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9, 1666–1672, 1992.

[105] A. M. Glass, D. Von Der Linde, and T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in $LiNbO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 25, 233–235, 1974.

[106] B. I. Sturmann and V. M. Fridkin. *The photovoltaic and photorefractive effects in noncentrosymmetric materials*. CRC Press,, 1992.

[107] L. Solymar and D. J. Webb. *The physics and applications of photorefractive materials*. Claredon Press, 1996.

[108] G. Pauliat and G. Roosen. L'effet photoréfractif. *Collection SFO*, 6, 235–332, 1998.

[109] Mark Cronin-Golomb. Whole beam method for photorefractive nonlinear optics. *Opt. Commun.*, 89, 276 – 282, 1992.

[110] O. Daniel, A. Stelmach, J.-M.C. Jonathan, and G. Roosen. Whole-beam method analysis of photorefractive effect in correlators. *Opt. Commun.*, 113, 559 – 567, 1995.

[111] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson. Nonstationary self-focusing in photorefractive media. *Opt. Lett.*, 20, 837 – 839, 1995.

[112] R. Ryf, M. Wiki, G. Montemezzani, P. Gunter, and A. A. Zozulya. Launching one-transverse-dimensional photorefractive solitons in $KNbO_3$ crystals. *Opt. Commun.*, 159, 339 – 348, 1999.

[113] R. Ryf, A. Lotscher, C. Bosshard, M. Zgonik, and P. Gunter. Z-scan-based investigations of photorefractive self-focusing in $KNbO_3$ crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15, 989–995, 1998.

[114] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, and A. Yariv. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field. *Phys. Rev. Lett.*, 73, 3211–3214, 1994.

[115] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw. Dark and bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, 50, R4457–R4460, 1994.

[116] G. Montemezzani and P. Gunter. Profile of photorefractive one-dimensional bright spatial solitons. *Opt. Lett.*, 22, 451–453, 1997.

[117] Ph. Dittrich, G. Montemezzani, P. Bernasconi, and P. Gunter. Fast, reconfigurable light-induced waveguides. *Opt. Lett.*, 24, 1508–1510, 1999.

[118] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger. Channel optical waveguides and directional couplers in GaAs-imbedded and ridged. *Appl. Optics*, 13, 327, 1974.

[119] T. Alasaarela, D. Korn, L. Alloatti, A. Saynatjoki, A. Tervonen, R. Palmer, J. Leuthold, W. Freude, and S. Honkanen. Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition. *Opt. Express*, 19, 11529–11538, 2011.

[120] D. Kip. Photorefractive waveguides in oxide crystals : fabrication, properties, and applications. *Appl. Phys. B*, 67, 131–150, 1998.

[121] A. A. Wernberg, H. J. Gysling, A. J. Filo, and T. N. Blanton. Epitaxial growth of lithium niobate thin films from a single-source organometallic precursor using metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 62, 946–948, 1993.

[122] M. Takahashi, K. Yamauchi, T. Yagi, A. Nishiwaki, K. Wakita, N. Ohnishi, K. Hotta, and L. Sahashi. Preparation and characterization of high-quality stoichiometric $LiNbO_3$ thick films prepared by the solar-gel method. *Thin Solid Films*, 458, 108 – 113, 2004.

[123] I. K. Naik. Low-loss integrated optical waveguides fabricated by nitrogen ion implantation. *Applied Physics Letters*, 43, 519 – 520, 1983.

[124] P. D. Townsend. Development of ion implantation for optical applications. *Vacuum*, 51, 301 – 304, 1998.

[125] M. L. Shah. Optical waveguides in $LiNbO_3$ by ion exchange technique. *Appl. Phys. Lett.*, 26, 652–653, 1975.

[126] J.D. Bierlein, August Ferretti, Lothar H. Brixner, and William Y. Hsu. Fabrication and characterization of optical waveguides in ktiopo4. *Appl. Phys. Lett.*, 50, 1216 – 1218, 1987.

[127] L. J. Jackel, C. E. Rice, and J. J. Veselka. Proton exchange for high-index waveguides in $LiNbO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 41, 607–608, 1982.

[128] Jr. W. B. Spillman, N. A. Sanford, and R. A. Soref. Optical waveguides in litao3 formed by proton exchange. *Opt. Lett.*, 8, 497 – 498.

[129] W. Sohler, H. Hu, R. Ricken, V. Quiring, C. Vannahme, H. Herrmann, B. Buchter, S. Reza, W. Grundkotter, S. Orlov, H. Suche, R. Nouroozi, and Y. Min. Integrated optical devices in lithium niobate. *Opt. Photonics News*, 19, 24–31, 2008.

[130] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Opt. Lett.*, 21, 1729–1731, 1996.

[131] M. Gorram, P. Thevenin, V. Coda, N. Fressengeas, and G. Montemezzani. Reconfigurable one and two dimensional waveguides in strontium barium niobate induced by lateral illumination. *Ferroelectrics*, 390, 10–17, 2009.

[132] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, and G. Montemezzani. Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination. *Appl. Phys. B*, 95, 565–572, 2009.

[133] M. D. Ewbank, R. R. Neurgaonkar, W. K. Cory, and J. Feinberg. Photorefractive properties of strontium-barium niobate. *J. Appl. Phys.*, 62, 374–380, 1987.

[134] T. R. Volk, N. R. Ivanov, D. V. Isakov, L. I. Ivleva, and P. A. Lykov. Electro-optical properties of strontium-barium niobate crystals and their relation to the domain structure of the crystals. *Phys. Solid State*, 47, 305–311, 2005.

[135] O. Kwon, O. Eknoyan, H. F. Taylor, and R. R. Neurgaonkar. Low-voltage electro-optic modulator in SBN:60. *Electron. Lett.*, 35, 219–220, 1999.

[136] H. Y. Zhang, X. H. He, Y. H. Shih, and L. Yan. Picosecond phase conjugation and two-wave coupling in strontium barium niobate. *J. Mod. Opt.*, 41, 669–674, 1994.

[137] A. S. Kewitsch, M. Segev, A. Yariv, G. J. Salamo, T. W. Towe, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar. Tunable quasi-phase matching using dynamic ferroelectric domain gratings induced by photorefractive space-charge fields. *Appl. Phys. Lett.*, 64, 3068–3070, 1994.

[138] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer. Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 68, 923–926, 1992.

[139] M. Wesner, C. Herden, D. Kip, E. Kratzig, and P. Moretti. Photorefractive steady state solitons up to telecommunication wavelengths in planar SBN waveguides. *Opt. Commun.*, 188, 69 – 76, 2001.

[140] M. Ulex, R. Pankrath, and K. Betzler. Growth of strontium barium niobate : the liquidus-solidus phase diagram. *J. Crystal Growth*, 271, 128 – 133, 2004.

[141] H. S Lee, J. P Wilde, and R. S Feigelson. Bridgman growth of strontium barium niobate single crystals. *J. Crystal Growth*, 187, 89 – 101, 1998.

[142] L. I. Ivleva, N. V. Bogodaev, N. M. Polozkov, and V. V. Osiko. Growth of SBN single crystals by stepanov technique for photorefractive applications. *Opt. Mater.*, 4, 168 – 173, 1995.

[143] L. I. Ivleva, T. R. Volk, D. V. Isakov, V. V. Gladkii, N. M. Polozkov, and P. A. Lykov. Growth and ferroelectric properties of Nd-doped strontium-barium niobate crystals. *J. Crystal Growth*, 237-239, Part 1, 700 – 702, 2002.

[144] T. Volk, V. Salobutin, L. Ivleva, N. Polozkov, R. Pankrath, and M. Woehlecke. Ferroelectric properties of strontium barium niobate crystals doped with rare-earth metals. *Phys. Solid State*, 42, 2129–2136, 2000.

[145] K. Megumi, H. Kozuka, M. Kobayashi, and Y. Furuhata. High-sensitive holographic storage in Ce-doped SBN. *Appl. Phys. Lett.*, 30, 631–633, 1977.

[146] S. Podlozhenov, H. A. Graetsch, J.S. Schneider, M. Ulex, M. Wohlecke, and K. Betzler. Structure of strontium barium niobate $Sr_2Ba_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN) in the composition range $0.32 \leq x \leq 0.82$. *Acta Cryst.*, 62, 960–965, 2006.

[147] S. Ducharme, J. Feinberg, and R. Neurgaonkar. Electrooptic and piezoelectric measurements in photorefractive barium titanate and strontium barium niobate. *IEEE J. Quant. Electron.*, 23, 2116–2121, 1987.

[148] T. Volk, L. Ivleva, P. Lykov, N. Polozkov, V. Salobutin, R. Pankrath, and M. Wahlecke. Effects of rare-earth impurity doping on the ferroelectric and photorefractive properties of strontium-barium niobate crystals. *Opt. Mater.*, 18, 179 – 182, 2001.

[149] H. Y. Zhang, X. H. He, Y. H. Shih, and S. H. Tang. A new method for measuring the electro-optic coefficients with higher sensitivity and higher accuracy. *Opt. Commun.*, 86, 509 – 512, 1991.

[150] F. Herrmann and G. B. Schmid. Analogy between mechanics and electricity. *Eur. J. Phys.*, 6, 16, 1985.

[151] J. Sivardiere. On the analogy between inertial and electromagnetic forces. *Eur. J. Phys.*, 4, 162, 1983.

[152] P. Samuelsson and M. Buttiker. Chaotic dot-superconductor analog of the Hanbury Brown Twiss effect. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 046601, 2002.

[153] D. Dragoman and M. Dragoman. *Quantum-classical analogies*. Springer, 2004.

[154] J. C. Slater. Light quanta and wave mechanics. *Phys. Rev.*, 31, 895–899, 1928.

[155] D. Gloge and D. Marcuse. Formal quantum theory of light rays. *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 1629–1631, 1969.

[156] R. Y. Chiao and Y.-S. Wu. Manifestations of Berry's topological phase for the photon. *Phys. Rev. Lett.*, 57, 933–936, 1986.

[157] A. Tomita and R. Y. Chiao. Observation of Berry's topological phase by use of an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 57, 937–940, 1986.

[158] M. V. Berry. Interpreting the anholonomy of coiled light. *Nature*, 326, 277–278, 1987.

[159] I. Vorobeichik, E. Narevicius, G. Rosenblum, M. Orenstein, and N. Moiseyev. Electromagnetic realization of orders-of-magnitude tunneling enhancement in a double well system. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 176806, 2003.

[160] M. Ornigotti, G. Della Valle, D. Gatti, and S. Longhi. Topological suppression of optical tunneling in a twisted annular fiber. *Phys. Rev. A*, 76, 023833, 2007.

[161] S. Longhi. Light transfer control and diffraction management in circular fibre waveguide arrays. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 40, 4477, 2007.

[162] K. Yamane, M. Ito, and M. Kitano. Quantum zeno effect in optical fibers. *Opt. Commun.*, 192, 299 – 307, 2001.

[163] S. Longhi. Nonexponential decay via tunneling in tight-binding lattices and the optical zeno effect. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 110402, 2006.

[164] P. Biagioni, G. Della Valle, M. Ornigotti, M. Finazzi, L. Duo, P. Laporta, and S. Longhi. Experimental demonstration of the optical zeno effect by scanning tunneling optical microscopy. *Opt. Express*, 16, 3762–3767, 2008.

[165] R. Khomeriki and S. Ruffo. Nonadiabatic landau-zener tunneling in waveguide arrays with a step in the refractive index. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 113904, 2005.

[166] F. Dreisow, A. Szameit, M. Heinrich, S. Nolte, A. Tunnermann, M. Ornigotti, and S. Longhi. Direct observation of landau-zener tunneling in a curved optical waveguide coupler. *Phys. Rev. A*, 79, 055802, 2009.

[167] K. G. Makris, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, and Z. H. Musslimani. Beam dynamics in PT symmetric optical lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 103904, 2008.

[168] M. Onoda, S. Murakami, and N. Nagaosa. Hall effect of light. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 083901, 2004.

[169] O. Hosten and P. Kwiat. Observation of the spin hall effect of light via weak measurements. *Science*, 319, 787–790, 2008.

[170] H. B. Perets, Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, and Y. Silberberg. Realization of quantum walks with negligible decoherence in waveguide lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 170506, 2008.

[171] S. Longhi, D. Janner, M. Marano, and P. Laporta. Quantum-mechanical analogy of beam propagation in waveguides with a bent axis : Dynamic-mode stabilization and radiation-loss suppression. *Phys. Rev. E*, 67, 036601, 2003.

[172] M. Marangoni, D. Janner, R. Ramponi, P. Laporta, S. Longhi, E. Cianci, and V. Foglietti. Beam dynamics and wave packet splitting in a periodically curved optical waveguide : Multimode effects. *Phys. Rev. E*, 72, 026609, 2005.

[173] S. Longhi. Wave packet dynamics in a helical optical waveguide. *Phys. Rev. A*, 71, 055402, 2005.

[174] S. Longhi. Landau-zener dynamics in a curved optical directional coupler. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 7, L9, 2005.

[175] S. Longhi. Dynamics of driven two-level systems with permanent dipole moments : an optical realization. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 39, 1985, 2006.

[176] J. G. Muga and B. Navarro. Optical analog of rabi oscillation suppression due to atomic motion. *Phys. Rev. A*, 73, 022715, 2006.

[177] Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, and L. Torner. Resonant mode oscillations in modulated waveguiding structures. *Phys. Rev. Lett.*, 99, 233903, 2007.

[178] M. Ornigotti, G. Della Valle, T. T. Fernandez, A. Coppa, V. Foglietti, P. Laporta, and S. Longhi. Visualization of two-photon rabi oscillations in evanescently coupled optical waveguides. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 41, 085402, 2008.

[179] V. S. Malinovsky and D. J. Tannor. Simple and robust extension of the stimulated raman adiabatic passage technique to n-level systems. *Phys. Rev. A*, 56, 4929–4937, 1997.

[180] N. V Vitanov, T. Halfmann, B. W Shore, and K. Bergmann. Laser-induced population tranfer by adiabatic passage techniques. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 52, 763–809, 2001.

[181] A. M. Kenis, I. Vorobeichik, M. Orenstein, and N. Moiseyev. Non-evanescent adiabatic directional coupler. *IEEE J. Quant. Electron.*, 37, 1321–1328, 2001.

[182] A. D. Greentree, J. H. Cole, A. R. Hamilton, and L. C. L. Hollenberg. Coherent electronic transfer in quantum dot systems using adiabatic passage. *Phys. Rev. B*, 70, 235317, 2004.

[183] E. Paspalakis. Adiabatic three-waveguide directional coupler. *Opt. Commun.*, 258, 30 – 34, 2006.

[184] S. Longhi. Adiabatic passage of light in coupled optical waveguides. *Phys. Rev. E*, 73, 026607, 2006.

[185] G. Della Valle, M. Ornigotti, T. Toney Fernandez, P. Laporta, S. Longhi, A. Coppa, and V. Foglietti. Adiabatic light transfer via dressed states in optical waveguide arrays. *Appl. Phys. Lett.*, 92, 011106, 2008.

[186] Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, D. N. Christodoulides, and Y. Silberberg. Effect of nonlinearity on adiabatic evolution of light. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 193901, 2008.

[187] D. D. Smith, H. Chang, K. A. Fuller, A. T. Rosenberger, and R. W. Boyd. Coupled-resonator-induced transparency. *Phys. Rev. A*, 69, 063804, 2004.

[188] P. Ginzburg and M. Orenstein. Photonic switching in waveguides using spatial concepts inspired by EIT. *Opt. Express*, 14, 11312–11317, 2006.

[189] Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, and Y. Silberberg. EIT and STIRAP in waveguides : Linear and nonlinear effects in a three-core coupled system. In *Nonlinear Photonics*, page JWBPDP1, 2007.

[190] B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Mater.*, 9, 707–715, 2010.

[191] S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, M. Liu, and X. Zhang. Plasmon-induced transparency in metamaterials. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 047401, 2008.

[192] F. Bloch and A. Siegert. Magnetic resonance for nonrotating fields. *Phys. Rev.*, 57, 522–527, 1940.

[193] B. W. Shore. *The theory of coherent atomic excitation*. Wiley, 1990.

[194] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann. Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A*, 40, 6741 – 6744, 1989.

[195] N. V. Vitanov. Adiabatic population transfer by delayed laser pulses in multistate systems. *Phys. Rev. A*, 58, 2295–2309, 1998.

[196] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 70, 1003–1025, 1998.

[197] N.V. Vitanov, M. Fleischhauer, B.W. Shore, and K. Bergmann. Coherent manipulation of atoms and molecules by sequential laser pulses. *Ad. At. Mol. Phys.*, 46, 55 – 190, 2001.

[198] M. Born and V. A. Fock. Beweis des adiabatensatzes. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 51, 165–180, 1928.

[199] M. V. Berry. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 392, 45–57, 1984.

[200] X. Lacourt. *Information quantique par passage adiabatique : portes quantiques et décohérence*. PhD thesis, Institut Carnot de Bourgogne - Université de Bourgogne, 2007.

[201] A. Messiah. *Quantum mechanics*. North-Holland, New-York, 1962.

[202] M. D. Crisp. Adiabatic-following approximation. *Phys. Rev. A*, 8, 2128 – 2135, 1973.

[203] B. W. Shore, K. Bergmann, J. Oreg, and S. Rosenwaks. Multilevel adiabatic population transfer. *Phys. Rev. A*, 44, 7442–7447, 1991.

[204] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani. Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide arrays. *Phys. Rev. A*, 87, 013806, 2013.

[205] F. Dreisow, M. Ornigotti, A. Szameit, M. Heinrich, R. Keil, S. Nolte, A. Tunnermann, and S. Longhi. Polychromatic beam splitting by fractional stimulated raman adiabatic passage. *Appl. Phys. Lett.*, 95, 261102, 2009.

[206] S.-Y. Tseng and M.-C. Wu. Mode conversion/splitting by optical analogy of multistate stimulated raman aaiabatic passage in multimode waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 28, 3529–3534, 2010.

[207] A. A. Rangelov and N. V. Vitanov. Achromatic multiple beam splitting by adiabatic passage in optical waveguides. *Phys. Rev. A*, 85, 055803, 2012.

[208] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani. Planar achromatic multiple beam splitter by adiabatic light transfer. *Opt. Lett.*, 37, 3789–3791, 2012.

[209] S. Longhi, G. Della Valle, M. Ornigotti, and P. Laporta. Coherent tunneling by adiabatic passage in an optical waveguide system. *Phys. Rev. B*, 76, 201101, 2007.

[210] N.V. Vitanov, B.W. Shore, and K. Bergmann. Adiabatic population transfer in multistate chains via dressed intermediate states. *Eur. Phys. J. D*, 4, 15 – 29, 1998.

[211] J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning. Demonstration of an all-optical quantum controlled-not gate. *Nature*, 426, 264, 2003.

[212] N. V. Vitanov, K.-A. Suominen, and B. W. Shore. Creation of coherent atomic superpositions by fractional stimulated raman adiabatic passage. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 32, 4535, 1999.

[213] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 64, 1107 – 1110, 1990.

[214] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, 50, 36 –42, 1997.

[215] B.J. Dalton, R. McDuff, and P.L. Knight. Coherent population trapping. *Opt. Acta : Int. J. Opt.*, 32, 61 – 70, 1985.

[216] K.-J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2593 – 2596, 1991.

[217] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 3062 – 3065, 1991.

[218] M. Jain, H. Xia, G. Y. Yin, A. J. Merriam, and S. E. Harris. Efficient nonlinear frequency conversion with maximal atomic coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 4326 – 4329, 1996.

[219] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk. Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 1767 – 1770, 1999.

[220] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77, 633 – 673, 2005.

[221] J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency. *J. Mod. Opt.*, 45, 471 – 503, 1998.

[222] S. H. Autler and C. H. Townes. Stark effect in rapidly varying fields. *Phys. Rev.*, 100, 703 – 722, 1955.

[223] C. Ciret, M. Alonzo, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani. Analog to electromagnetically induced transparency and autler-townes effect demonstrated with photoinduced coupled waveguides. *Phys. Rev. A (accepted)*, 2013.

[224] Q. Xu, S. Sandhu, M. L. Povinelli, J. Shakya, S. Fan, and M. Lipson. Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 123901, 2006.

[225] Y-F. Xiao, X-B. Zou, W. Jiang, Y-L. Chen, and G-C. Guo. Analog to multiple electromagnetically induced transparency in all-optical drop-filter systems. *Phys. Rev. A*, 75, 063833, 2007.

[226] X.-S. Song, F. Xu, and Y.-Q. Lu. Electromagnetically induced transparency-like transmission in periodically poled lithium niobate with a defect. *Opt. Lett.*, 36, 4434 – 4436, 2011.

[227] S.-Y. Chiam, R. Singh, C. Rockstuhl, F. Lederer, W. Zhang, and A. A. Bettiol. Analogue of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial. *Phys. Rev. B*, 80, 153103, 2009.

[228] P. Ginzburg, A. Hayat, V. Vishnyakov, and M. Orenstein. Photonic logic by linear unidirectional interference. *Opt. Express*, 17, 4251 – 4256, 2009.

[229] K. Kawano. *Introduction to optical waveguide analysis : solving Maxwell's equations and the Schrödinger equation*. John Wiley & Sons, Inc., 2001.

[230] T. Mengis. Étude de la propagation discrète dans des réseaux de guides induits par illumination latérale. Master's thesis, Université de Metz, 2011.

[231] F. Devaux, V. Coda, M. Chauvet, and R. Passier. New time-dependent photorefractive three-dimensional model : application to self-trapped beam with large bending. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25, 1081–1086, 2008.

[232] K. Buse, A. Gerwens, S. Wevering, and E. Kratzig. Charge-transport parameters of photorefractive strontium-barium niobate crystals doped with cerium. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15, 1674–1677, 1998.

[233] N. Korneev, D. Mayorga, S. Stepanov, A. Gerwens, K. Buse, and E. Kratzig. Characterization of photorefractive strontium-barium niobate with non-steady-state holographic photocurrents. *Opt. Commun.*, 146, 215 – 219, 1998.

[234] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson. Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field. *Phys. Rev. A*, 51, 1520 – 1531, 1995.

[235] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad. Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 85, 2193 – 2195, 2004.