



HAL
open science

SOURCES SEMICONDUCTRICES D'ETATS A DEUX PHOTONS A TEMPERATURE AMBIANTE

Adeline Orieux

► **To cite this version:**

Adeline Orieux. SOURCES SEMICONDUCTRICES D'ETATS A DEUX PHOTONS A TEMPERATURE AMBIANTE. Optique [physics.optics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012. Français. NNT: . tel-00769573

HAL Id: tel-00769573

<https://theses.hal.science/tel-00769573>

Submitted on 2 Jan 2013

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

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

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT - PARIS 7

LABORATOIRE
MATÉRIAUX ET PHÉNOMÈNES QUANTIQUES
CNRS UMR 7162

ÉCOLE DOCTORALE 518
MATIÈRE CONDENSÉE ET INTERFACES

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de
Docteur en Sciences de l'Université Paris Diderot

par

Adeline ORIEUX

Sujet :

**Sources semiconductrices d'états
à deux photons à température ambiante**

Soutenue publiquement le lundi 10 décembre 2012
devant la commission d'examen composée de :

M.	Philippe ADAM,	Invité (correspondant DGA)
M.	Alberto BRAMATI,	Rapporteur
M.	Cristiano CIUTI,	Président
Mme	Sara DUCCI,	Directrice de thèse
M.	Aristide LEMAÎTRE,	Invité
M.	Ariel LEVENSON,	Rapporteur
M.	Hugo ZBINDEN,	Examineur

Remerciements

« Par tous ces côtés une matinée comme celle où je me trouvais était quelque chose de beaucoup plus précieux qu'une image du passé, mais m'offrait comme toutes les images successives, et que je n'avais jamais vues, qui séparaient le passé du présent, mieux encore, le rapport qu'il y avait entre le présent et le passé; elle était comme ce qu'on appelait autrefois une vue optique, mais une vue optique des années, la vue non d'un moment, mais d'une personne située dans la perspective déformante du Temps. »

Marcel Proust, *Le Temps Retrouvé*

Cette thèse, effectuée dans l'équipe *DON* du laboratoire *Matériaux et Phénomènes Quantiques*, n'aurait pas été possible sans les nombreuses personnes qui y ont contribué de près ou de loin.

Mes remerciements vont tout d'abord à Sara Ducci qui m'a accueillie en stage de M2, qui s'est démenée pour m'obtenir un financement et qui a été une super directrice de thèse, toujours à l'écoute dans les bons moments comme dans les mauvais, toujours disponible et toujours prête à aller chercher la bonne personne pour résoudre un problème. Ses grandes qualités humaines et scientifiques m'ont été extrêmement précieuses. Merci de m'avoir donné l'envie de continuer dans la voie de la recherche et de l'enseignement, Sara, j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec toi, pendant ces presque quatre ans !

Et un grand merci, bien sûr, à Xavier Caillet qui m'a appris le métier pendant le stage et à Loïc Lanco qui s'est périodiquement replongé dans ses souvenirs pour répondre à mes questions et qui a suivi avec enthousiasme les progrès de la diode laser.

Je remercie les membres de mon jury de soutenance : Cristiano Ciuti, Hugo Zbinden, Philippe Adam et mes deux rapporteurs Alberto Bramati et Ariel Levenson pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Un grand merci à Aristide Lemaître et Elisabeth Galopin au *LPN* pour les discussions sur la diode et pour les belles épitaxies en MBE sans lesquelles ces résultats n'auraient pas été possibles. C'est une chance de voir ses structures devenir réalité et de pouvoir discuter directement avec l'épitaxieur pour les faire progresser.

Merci à Stephan Suffit et Pascal Filloux dans la salle blanche flambant neuf de *MPQ*, et surtout à Christophe Manquest pour les nombreuses technos de diode et pour m'avoir initiée à la fabrication d'échantillons. Merci également à Michaël Rosticher à l'*ENS* et à Guillaume Wang à *MPQ* pour leur aide avec le microscope électronique.

Je remercie, bien évidemment, Giuseppe Leo, Ivan Favero et Laetitia Doyennette, membres permanents de l'équipe *DON*, pour les réunions d'équipe, les bonnes idées et les conseils.

Un grand merci à Thomas Coudreau, Pérola Milman et Aikaterini Mandilara à *MPQ* et Arne Keller à l'*ISMO* avec qui nous avons collaboré pendant la dernière année de ma thèse dans le cadre d'un projet *ANR* Franco-Brésilien : ce fut le début d'un échange très enrichissant entre théoriciens et expérimentateurs qui promet de beaux résultats pour la suite.

Je me dois aussi de remercier l'équipe *QUAD* de *MPQ* pour leur aide sur les diodes, tant en simulation qu'en fabrication, en particulier Angela Vasanelli et Maria Amanti. Et un grand merci à Carlo Sirtori qui a toujours été heureux de trouver un moment dans son emploi du temps de directeur du laboratoire à consacrer à nos diodes laser et qui nous a bien aidées à progresser avec son regard d'expert.

Je tiens également à remercier Mathieu Carras et Charles Cayron d'*Alcatel-Thales III-V Lab* pour m'avoir permis d'utiliser les programmes de simulation de diodes laser à Palaiseau. Merci aussi à Xavier Marcadet pour sa mémoire et son expertise sur les premiers échantillons de diode laser à mode d'ordre trois.

Merci aux techniciens et administratifs de *MPQ* pour leur gentillesse, leur disponibilité et leur efficacité : Patrick Lepert et Martial Nicolas à l'atelier mécanique, Marc Apfel et Alain Cangemi à l'atelier d'électronique, Joëlle Mercier, Jocelyne Moreau, Françoise Beaud, Ludovic Vézien et Juliette Assouad aux finances. Et un immense merci à Anne Servouze qui fait tout pour nous rendre la vie simple et agréable au laboratoire !

Je remercie chaleureusement mes compagnes et compagnons de thésarium et de salle de manip pour les échanges de matériel et de tuyaux, la bonne humeur et les discussions philosophiques : Marc Savanier, Christophe Baker, Alexandre Delga, Alessio Andronico, Lu Ding, Alberto Taormina, Filippo Ghiglieno, Carlos Eduardo R. de Souza (Cadu), David Parrain, Silvia Mariani, Cécile Ozanam, Guillaume Boucher (bon courage pour la thèse !), Andreas Eckstein, Fabien Boëtier et Dac-Trung NGuyen.

Merci aussi aux autres doctorants et post-doctorants du laboratoire *MPQ* : Ariane, Ayméric, Pierre, Vishal, Jean-Michel, Margaux, Giulia, Benjamin, Anna, Julien, Thibault, Robert, Marco, Luc, Benjamin, Philippe, Alexandre, Simon, Ludivine, Pauline, David, Juan, Loïc... pour la bonne ambiance des p'tits déj., des pauses déjeuners, des pauses cafés et autres pauses !

Enfin, un immense merci à mes parents et à ma petite sœur pour leur soutien sans faille et pour avoir supporté sans protester (ou si peu !) mes émois de physicienne.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction Générale	1
Définition des notations	7
1 Génération de paires de photons intriqués en guide d'onde semiconducteur	9
1.1 Optique non linéaire en guide d'onde	9
1.1.1 Mélange à trois ondes	9
1.1.2 Exemple de la SFG	11
1.1.3 Régime guidé	12
1.1.4 Stratégies d'accord de phase dans l'AlGaAs	14
1.1.5 Fluorescence paramétrique	16
1.2 Diode laser	18
1.2.1 Hétérojonction à puits quantique	18
1.2.2 Seuil laser	19
1.3 Intrication	20
1.3.1 Polarisation de la lumière	20
1.3.2 Matrice densité et intrication	22
I Diode laser émettrice de photons jumeaux	27
2 Première génération de dispositifs	29
2.1 Design	29
2.2 Résultats et limitations	30
3 Nouveau design	33
3.1 Pistes explorées	33
3.1.1 Matériaux "Al-free"	33

3.1.2	Mode de Bragg	35
3.2	Simulations numériques	36
3.2.1	Structure épitaxiale	36
3.2.2	Dopage	40
3.2.3	Seuil laser	41
3.3	Tolérances de fabrication et accordabilité	42
3.3.1	Température	43
3.3.2	Largeur du guide ruban	43
4	Fabrication des dispositifs	45
4.1	Epitaxie	45
4.2	Fabrication des guides en salle blanche	46
4.2.1	Gravure de guides rubans	46
4.2.2	Dépôt de l'isolant et des contacts métalliques	48
4.2.3	Installation des échantillons sur les supports de test	49
4.3	Test de la qualité des contacts	50
5	Echantillon passif témoin	53
5.1	Génération de seconde harmonique	53
5.2	Pertes de propagation	54
5.3	Efficacité de conversion	55
5.4	Effets multimodes transverse	57
5.5	Autres accords de phase autorisés	57
6	Echantillons actifs	59
6.1	Emission laser	60
6.1.1	Caractéristique courant-tension et seuil laser	61
6.1.2	Mode spatial	62
6.1.3	Spectre et accordabilité	63
6.2	Génération de seconde harmonique	63
6.2.1	Pertes de propagation	64
6.2.2	Longueur d'onde d'accord de phase	65
6.3	Recherche de paires de photons	67
	Perspectives	71
II	Source de photons jumeaux contrapropageants	75
7	Design et première caractérisation quantique des paires émises	77

7.1	Accord de phase contrapropagatif	77
7.2	Géométrie du dispositif	79
7.3	Accordabilité	80
7.4	Largeur spectrale	81
7.5	Expérience d'interférence à deux photons	82
7.6	Articles	83
8	Propriétés du dispositif en régime de pompage picoseconde	101
8.1	Performances de la source	102
8.1.1	Montage expérimental	102
8.1.2	Taux de production de paires	103
8.1.3	Bruit	105
8.2	Contrôle des corrélations en fréquence de l'état à deux photons	109
8.2.1	Amplitude spectrale jointe et décomposition de Schmidt	109
8.2.2	Quelques états accessibles expérimentalement	113
8.2.3	Dispositif expérimental proposé	114
8.3	Article	117
9	Génération d'états intriqués en polarisation	119
9.1	Schéma de pompage à deux angles	119
9.1.1	Montage proposé	119
9.1.2	Modélisation de l'état généré	121
9.1.3	Influence de la réflectivité des facettes	124
9.2	Reconstruction expérimentale de la matrice densité	125
9.2.1	Protocole expérimental	125
9.2.2	Tomographie	126
9.2.3	Analyse des résultats	129
9.3	Article	130
	Perspectives	139
	Conclusion Générale	141
	Annexes	143
	A Echantillons	143
	B Liste de publications	147

Bibliographie

151

Introduction Générale

Depuis l'introduction des premiers concepts au début du siècle dernier, la physique quantique n'a eu de cesse de nous émerveiller, de nous étonner et de nous intriguer. Il y a une trentaine d'années, elle a donné naissance à un domaine à la frontière entre la physique fondamentale, l'informatique et l'ingénierie système : l'information quantique.

On a ainsi vu apparaître le concept et les premiers protocoles de cryptographie quantique au début des années 1980 [1, 2, 3]. L'idée est que la transmission de données peut être sécurisée, non plus grâce à la difficulté d'un problème mathématique comme pour la cryptographie classique, mais grâce aux lois de la physique quantique.

Un deuxième concept, introduit par Richard Feynman en 1982 [4] et dont la définition reste encore très vague [5], est celui de l'ordinateur quantique. Cet ordinateur reposerait sur l'utilisation de qubits ou de qudits et sur l'intrication et devrait permettre d'accélérer dramatiquement certains algorithmes de difficulté exponentielle (c'est-à-dire dépendant exponentiellement de la taille du problème) en les ramenant à une difficulté linéaire ou logarithmique. Les deux algorithmes les plus connus pouvant conférer un avantage certain au calcul quantique sont l'algorithme de Shor pour la factorisation des nombres entiers [6] et l'algorithme de Grover pour la recherche dans les bases de données [7]. Le premier entraînerait notamment la remise en cause des protocoles de cryptographie classique reposant sur la difficulté exponentielle de la factorisation de grands nombres entiers. Un ordinateur quantique, en tant que système quantique contrôlé, offrirait aussi la possibilité de simuler des problèmes de physique quantique qui, par leur nature, ne peuvent pas être totalement représentés par un ordinateur classique (« *Is there a way of simulating it, rather than imitating it ?* » [4]), ou de simuler des problèmes de particules multiples avec des temps de calcul raisonnables.

Un troisième concept, peut-être moins médiatisé que les deux précédents mais tout aussi intéressant, est la métrologie quantique [8, 9, 10]. Le but ici est d'utiliser les lois de la physique quantique et notamment l'intrication et les états comprimés pour améliorer la précision des mesures au-delà du bruit de grenaille poissonien en interférométrie, en imagerie, en mesure de fréquence ou encore en synchronisation d'horloges.

De nombreuses approches sont explorées pour mettre en œuvre ces concepts [11, 12] et font appel à divers domaines de la physique. Les qubits peuvent être constitués par des systèmes

à deux niveaux tels que certaines transitions atomiques, les spins de molécules ou de boîtes quantiques, la polarisation des photons... Les lasers, les vapeurs atomiques, les cristaux d'ions, les résonateurs supraconducteurs, ou encore les matériaux non linéaires peuvent être utilisés pour les manipuler.

Pour la cryptographie quantique, en 2002, deux expériences de distribution de clés quantiques (QKD) sur plusieurs dizaines de kilomètres, l'une en fibre optique [13] et l'autre en espace libre [14] ont permis de valider des protocoles de QKD en variables discrètes et le domaine a aujourd'hui atteint le stade de production industrielle avec plusieurs systèmes commerciaux de QKD (proposés par exemple par *ID Quantique* en Europe ou *MagiQ* aux Etats-Unis). Il reste cependant un certain nombre de défis à relever pour les composants utilisés afin d'atteindre les niveaux de sécurité promis par les propositions théoriques. En l'état actuel, la sécurité des protocoles est encore fragile, notamment (pour les implémentations en variables discrètes) du fait du bruit et des détecteurs de photons uniques disponibles [15, 16]. L'implémentation de la cryptographie quantique longue distance repose principalement sur le développement de sources de photons uniques ou de paires de photons intriqués aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique, de répéteurs quantiques permettant de compenser les pertes de propagation grâce à la téléportation quantique [17], et de détecteurs de photons uniques performants. Idéalement, tous ces composants devraient pouvoir être intégrés dans les réseaux de télécommunications existants.

Quant à l'ordinateur quantique, encore utopique il n'y a pas si longtemps, il devient de moins en moins inaccessible : les premières démonstrations de principe ont déjà été réalisées. L'implémentation de l'algorithme de Shor a été obtenue expérimentalement, il y a dix ans, avec les spins de molécules [18] et, plus récemment, avec des circuits photoniques en silice sur silicium [19]. Cette année, l'algorithme de Grover, implémenté sur un processeur quantique à deux qubits supraconducteurs, a permis de démontrer une accélération conséquente par rapport à un algorithme classique [20]. Malgré cela, l'ordinateur quantique nécessite encore un important développement. En effet, quelle que soit la technologie retenue, le problème de la "scalabilité" se pose et doit être résolu : un ordinateur de seulement quelques qubits ne permettra jamais de concurrencer ne serait-ce qu'un téléphone portable... Ce défi motive une recherche très riche et multidisciplinaire qui fait progresser notre compréhension de la physique et permet l'amélioration de nombreuses technologies. Et, chemin faisant, le but n'est plus si loin !

Dans le domaine de la métrologie quantique, c'est en optique qu'on a assisté au plus grand nombre de réalisations expérimentales. Par exemple, la précision du pointé d'un faisceau laser a pu être améliorée grâce à l'utilisation de faisceaux comprimés multimodes spatiaux [21]. Il a aussi été montré que l'utilisation d'états intriqués à deux photons permet d'améliorer la précision de mesure d'un déphasage dans un interféromètre de Mach-Zehnder [22].

Aujourd'hui, la maturité du domaine est telle que les efforts de nombreuses équipes se

portent désormais sur la miniaturisation et l'intégration des dispositifs quantiques. On cherche notamment à piéger et à manipuler des atomes ou des ions sur puces [23], à développer des processeurs quantiques supraconducteurs [24] regroupant à la fois des sources, des portes logiques, des mémoires et des détecteurs, ou encore des puces semiconductrices réalisant les mêmes fonctions (par exemple à l'Université de Sheffield).

La photonique occupe une place importante dans ce paysage. Elle domine en cryptographie quantique où l'on souhaite utiliser des photons comme qubits propagatifs pour transmettre les clés sur de grandes distances. Elle n'est pas non plus en reste pour l'implémentation de l'ordinateur quantique, avec le développement de circuits logiques sur puce à base de guides d'onde et d'interféromètres programmables [25], et de nombreuses sources d'états quantiques de la lumière. La photonique quantique se décline principalement en deux branches : celle des variables continues reposant sur l'utilisation et la manipulation de faisceaux intenses et celle des variables discrètes mettant en jeu des photons uniques et des paires de photons. C'est cette dernière qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse et plus particulièrement la miniaturisation des sources pour la génération des paires de photons.

Etat de l'art des sources de paires de photons

De nombreux processus physiques ont été utilisés pour produire des états à deux photons. Historiquement, on a utilisé des cascades radiatives atomiques pour les premiers tests expérimentaux de violation des inégalités de Bell dans les années 1970 [26] et pour l'expérience de 1982 à l'*Institut d'Optique* [27] : pour certaines transitions atomiques, l'absorption d'un photon peut être suivie par l'émission en cascade de deux photons corrélés en polarisation. Ces sources ont permis de valider un concept majeur de la théorie quantique mais elles ne sont plus vraiment utilisées pour générer des paires de photons, notamment par ce qu'elles émettent les photons de manière isotrope, ce qui limite leur efficacité, et qu'elles nécessitent un appareillage complexe pour piéger et refroidir les atomes.

Une alternative reposant sur la même idée que la cascade radiative atomique est l'utilisation de la cascade biexcitonique d'une boîte quantique semiconductrice [28] : un biexciton (deux paires électron-trou), créé par pompage optique ou électrique de la boîte quantique, peut se désexciter en émettant deux photons en cascade. Ce type de source fait l'objet d'une recherche intensive motivée principalement par trois atouts des boîtes quantiques : il s'agit de sources déterministes au sens où pour chaque impulsion d'excitation de la boîte on attend l'émission d'une paire exactement, ce qui, pourvu que toutes ces paires soient collectées, en fait des sources de paires à la demande. D'autre part, elles sont intrinsèquement de petite dimension (submicrométriques) et peuvent être fabriquées par des techniques de salle blanche de mieux en mieux maîtrisées, on peut donc obtenir des densités élevées sur une même puce. Enfin,

étant constituées de matériaux semiconducteurs, elles peuvent être pompées électriquement, ce qui les rend facilement intégrables dans des dispositifs optoélectroniques. Toutefois, à l'heure actuelle, ces points forts sont contrebalancés par quelques points faibles, dont la nécessité de travailler à des températures cryogéniques qui risque de limiter les applications pratiques. La fabrication des boîtes de manière contrôlée et organisée en grande quantité n'est pas encore bien maîtrisée, ce qui peut être problématique pour une production industrielle. Et, bien que souvent appelées "atomes artificiels", les boîtes contrairement aux atomes sont solidaires d'une matrice cristalline et interagissent avec elle, ce qui engendre des effets de décohérence. Par exemple, des résultats expérimentaux de génération de paires de photons intriqués en polarisation [29, 30] montrent que la qualité de l'intrication dépend du délai d'émission entre les deux photons de la cascade biexcitonique : une post-sélection temporelle est alors nécessaire pour purifier l'état généré.

La troisième méthode de génération de paires de photons repose sur un processus non linéaire, la fluorescence paramétrique (SPDC), qui autorise la création simultanée de deux photons par annihilation d'un photon dit de pompe dans un matériau non linéaire [31]. Les paires produites par ce processus sont d'excellente qualité et c'est généralement uniquement le bruit des détecteurs et les efficacités de collection qui limitent les valeurs d'intrication. Cette méthode a permis la création de paires violant les inégalités de Bell dès la fin des années 1980 [32] et elle est aujourd'hui encore la plus utilisée dans les laboratoires d'optique quantique. Elle a notamment permis la première expérience de téléportation quantique [33] et une expérience de distribution de clé quantique en espace libre sur 144 km [34]. A l'origine, elle était mise en œuvre dans des cristaux non linéaires massifs et, bien que ces derniers soient encore largement utilisés et permettent d'atteindre de très beaux résultats [35], on cherche de plus en plus à utiliser des guides d'onde non linéaires qui facilitent l'intégration des sources dans les montages et le couplage des photons dans les fibres optiques, offrent des possibilités d'ingénierie de l'état quantique généré et permettent d'obtenir des efficacités de conversion plus élevées. On peut citer par exemple les sources à base de guides d'onde PPLN [36, 37] qui sont les plus efficaces aux longueurs d'onde télécom ou celles à base de guides d'onde PPKTP [38] qui permettent d'obtenir des paires de photons spectralement pures. Les fibres optiques sont aussi utilisées pour générer des paires de photon télécom. Il est possible pour cela d'utiliser la non linéarité d'ordre 3 de fibres à cristaux photoniques en silice, ce qui a permis de générer des paires intriquées en polarisation [39]. Cependant cette source souffre malheureusement d'un important bruit de fond généré dans la fibre même quand elle est refroidie à la température de l'azote liquide, ce qui limite grandement ses performances pour les télécommunications quantiques [40]. Récemment, une non linéarité d'ordre 2 a été induite dans des fibres en silice périodiquement polées [41]. Cette technique très prometteuse a permis de montrer la génération directe de paires de photons intriqués dans un dispositif entièrement fibré avec extrêmement peu de bruit et de pertes. Enfin,

depuis quelques années, la non linéarité d'ordre 3 de guides d'onde en silicium est exploitée pour développer des sources de photons intriqués [42]. Cette dernière approche pourrait conduire à des dispositifs miniatures compatibles avec la technologie CMOS.

Dans cette thèse, nous cherchons à développer des dispositifs semiconducteurs basés sur la SPDC qui permettent de combiner le potentiel d'intégration de ces matériaux avec les avantages de ce processus non linéaire, dont le fonctionnement à température ambiante, la compatibilité avec les longueurs d'onde télécom et la versatilité sur l'état à deux photons généré. Nous pouvons ainsi bénéficier à la fois de la grande non linéarité des semiconducteurs III-V, de leurs propriétés optoélectroniques et de la grande maturité technologique de ces matériaux. Cela offre par exemple la possibilité d'intégrer le laser de pompe et le guide d'onde non linéaire sur la même puce, à la différence de ce qui peut se faire avec les matériaux diélectriques ou avec les semiconducteurs à gap indirect. Grâce à la forte non linéarité des semiconducteurs, il est aussi possible d'utiliser des dispositifs plus petits d'un à deux ordres de grandeur pour obtenir les mêmes efficacités : la densité de composants sur une puce pourrait ainsi être fortement augmentée. Enfin, la possibilité de micro-structuration du matériau à l'échelle nanométrique autorise la mise en œuvre de techniques encore inaccessibles pour les diélectriques, dont la géométrie de pompage transverse qui confère une grande versatilité à l'état quantique généré.

Organisation du manuscrit

Un premier chapitre introductif présente les principaux concepts et outils nécessaires à la compréhension du manuscrit. Nous y décrivons le mélange à trois ondes et les spécificités liées à la géométrie guidée et à l'utilisation de l'AlGaAs. Nous y rappelons également le fonctionnement d'une diode laser à puits quantique. Enfin, nous y présentons le formalisme des vecteurs d'état et de la matrice densité utilisés pour la description quantique des états à deux photons générés. Le manuscrit est ensuite organisé en deux parties rendant compte des travaux effectués durant ma thèse sur deux types de sources de paires de photons : une diode laser émettrice de paires de photons où le mode de pompe et les photons jumeaux sont créés au sein de la même cavité, et une source de photons contrapropageants où un laser éclairant un guide d'onde par la surface génère deux photons guidés et de direction opposée.

La première partie est consacrée à la diode laser à photons jumeaux. Après avoir rappelé le principe de fonctionnement, les principaux résultats obtenus et les limitations des premiers échantillons fabriqués avant le début de cette thèse, nous présentons les deux solutions étudiées pendant cette thèse et le design du nouveau dispositif dans le chapitre 3. Le chapitre 4 décrit les différentes étapes de fabrication des échantillons : l'épitaxie, la définition des guides d'onde et des contacts électriques en salle blanche et le montage des échantillons sur leurs supports de test. Dans les chapitres 5 et 6, nous présentons les résultats obtenus avec les quatre structures

dessinées et fabriquées au cours de cette thèse : une structure passive témoin (ABQ71) qui a permis la validation de l'accord de phase modal en présence d'un mode de Bragg, une première structure active (B3R151) avec laquelle nous avons montré l'émission laser sur le mode de Bragg et la génération de seconde harmonique, et enfin une deuxième structure active (C2T20 et C4T46) qui devrait permettre la génération de paires de photons en pompage électrique et à température ambiante. Cette première partie s'achève sur quelques perspectives offertes par ce travail.

La seconde partie est dédiée à la source de photons contrapropageants. Ce dispositif a un niveau de maturité plus élevé en ce qui concerne la qualité de l'état quantique des paires produites. Au cours de mon stage de Master 2, j'avais déjà pu participer à la démonstration de l'interférence à deux photons de Hong-Ou-Mandel. Au cours de cette thèse, nous avons procédé à différentes expériences de contrôle et de caractérisation de l'état quantique des paires en régime de pompage picoseconde. Le chapitre 7 rappelle le principe de la source ainsi que ses principales caractéristiques. Dans le chapitre 8, nous nous penchons plus particulièrement sur la possibilité d'ingénierie de l'intrication en fréquence des paires et nous présentons une étude quantitative des paramètres expérimentaux nécessaires. Nous y caractérisons également la source et le bruit de luminescence en régime picoseconde. Enfin, le chapitre 9 présente les résultats de l'expérience de génération d'états intriqués en polarisation, ce qui constitue une première pour un dispositif semiconducteur III-V à température ambiante. Cette seconde partie se conclue aussi avec des perspectives.

Notations et abréviations utilisées

Notations utilisées tout au long du manuscrit pour les différentes constantes fondamentales :

- h : constante de Planck ($6,626\ 069\ 30\ 10^{-34}\ J\ s$) (et $\hbar = \frac{h}{2\pi}$).
- c : vitesse de la lumière dans le vide ($299\ 792\ 458\ m\ s^{-1}$).
- ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide ($\frac{1}{36\pi}\ 10^{-9}\ F\ m^{-1}$).
- k_B : constante de Boltzmann ($1,380\ 6505\ 10^{-23}\ J\ K^{-1}$).
- m_e : masse de l'électron ($9,109\ 3826\ 10^{-31}\ kg$).
- q : charge de l'électron ($1,602\ 176\ 53\ 10^{-19}\ C$).

Abréviations utilisées (chacune est définie dans le manuscrit à sa première occurrence) :

- ASJ : amplitude spectrale jointe.
- FTIR : spectromètre par transformée de Fourier (*Fourier Transform InfraRed spectrometer*).
- MEB : microscope électronique à balayage.
- RIE : technique de gravure physique par faisceau d'ions (*Reactive Ion Etching*).
- RSB : rapport signal à bruit.
- SFG : génération de somme de fréquences (*Sum Frequency Generation*).
- SHG : génération de seconde harmonique (*Second Harmonic Generation*).
- SPAD : photodiode à avalanche (*Single Photon Avalanche photoDiode*).
- SPDC : fluorescence (ou conversion) paramétrique (*Spontaneous Parametric Down-Conversion*).
- WDM : multiplexage en longueurs d'onde (*Wavelength Division Multiplexing*).

Chapitre 1

Génération de paires de photons intriqués en guide d'onde semiconducteur

La génération et la caractérisation de paires de photons par fluorescence paramétrique dans des dispositifs semiconducteurs intégrés fait appel aux concepts de plusieurs domaines de la physique ayant chacun leur formalisme propre : l'optique non linéaire [43], l'optique guidée, l'optoélectronique [44] et l'optique quantique [45]. Dans ce premier chapitre introductif, nous revenons sur un certain nombre de notions qui seront utilisées tout au long du manuscrit. Nous commençons par rappeler quelques résultats d'optique non linéaire dans le cadre des guides d'onde que nous utilisons, puis nous donnons les points clés du fonctionnement des diodes laser qui constituent le point de départ pour dessiner la diode émettrice de photons jumeaux. Enfin, nous présentons le formalisme et les outils d'optique quantique qui sont utilisés pour caractériser les performances de la source de photons contrapropageants.

1.1 Optique non linéaire en guide d'onde

1.1.1 Mélange à trois ondes

Les sources auxquelles nous nous intéressons dans cette thèse reposent sur la fluorescence (ou conversion) paramétrique (SPDC, pour *spontaneous parametric down-conversion* en anglais) : il s'agit d'une interaction non linéaire d'ordre 2 au cours de laquelle un photon de pompe peut être converti en deux photons (appelés signal et complémentaire) se partageant son énergie. Cette conversion n'est possible que dans des matériaux non centro-symétriques possédant un coefficient non linéaire d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ non nul, tels que les cristaux de BBO (β -BaB₂O₄), de KTP (KTiOPO₄), de niobate de lithium (LiNbO₃) ou encore d'AlGaAs.

La SPDC n'est pas la seule interaction non linéaire d'ordre 2 : sur la figure 1.1 on décrit les différentes interactions possibles avec une image faisant intervenir trois photons d'énergie $\hbar\omega_1$,

$\hbar\omega_2$ et $\hbar\omega_3$ qui peuvent être soit créés (flèche vers le bas) soit annihilés (flèche vers le haut) lors de la conversion non linéaire. La conservation de l'énergie impose que $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3$, ce qui définit les conversions autorisées. Remarquons qu'il ne s'agit pas d'un processus résonnant : le champ ne donne ni ne reçoit d'énergie du matériau qui est transparent. Les niveaux excités sur ces diagrammes sont des niveaux virtuels : tous les électrons du matériaux demeurent dans l'état d'énergie de départ après le processus non linéaire.

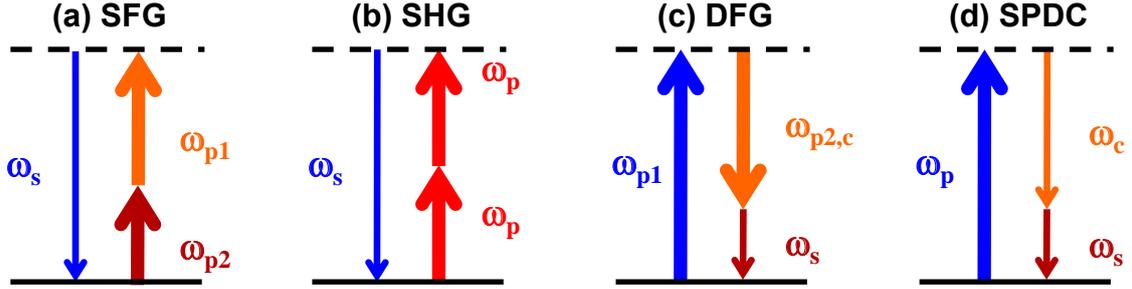


FIGURE 1.1: Interactions non linéaires à 3 photons : (a) génération de somme de fréquence, (b) génération de seconde harmonique (cas particulier de la SFG), (c) génération de différence de fréquence, (d) fluorescence paramétrique. L'indice "p" désigne le(s) champ(s) de pompe et les indices "s" et "c" désignent le signal et le complémentaire résultant de l'interaction.

Pour décrire de façon simple les interactions non linéaires [43], on a généralement recours à une approche électromagnétique classique en écrivant la polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ du matériau en réponse à un champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ sous la forme :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \underbrace{\overbrace{\epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t)}^{\vec{P}^{(L)}(\vec{r}, t)}} + \underbrace{\overbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t)}_{\vec{P}^{(2)}} + \overbrace{\epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t)}_{\vec{P}^{(3)}} + \dots}_{\vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, t)}, \quad (1.1)$$

où $\chi^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité linéaire et les $\chi^{(i)}$ sont les tenseurs de susceptibilité non linéaire d'ordre i .

Notons que $\chi^{(1)}$ est relié à l'indice de réfraction n et au coefficient d'absorption α du matériau à la pulsation ω par :

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi^{(1)}(\omega))} \quad \text{et} \quad \alpha(\omega) = \frac{2\pi\omega \text{Im}(\chi^{(1)}(\omega))}{c \sqrt{1 + \text{Re}(\chi^{(1)}(\omega))}} \quad (1.2)$$

Le matériau, à cause de cette polarisation induite, agit en retour sur le champ électromagnétique :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{(1 + \chi^{(1)})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Lorsque les termes d'ordre supérieur de $\vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, t)$ sont négligeables devant le terme en $\chi^{(2)}$, on se trouve dans le cas du mélange à trois ondes et l'équation 1.3 conduit à trois équations couplées :

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E}_1(\vec{r}, t) - \frac{(1 + \chi^{(1)})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_1(\vec{r}, t)}{\partial t^2} &= 4 \epsilon_0 d_{eff} \frac{\partial^2 \vec{E}_2(\vec{r}, t) \vec{E}_3(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{E}_2(\vec{r}, t) - \frac{(1 + \chi^{(1)})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_2(\vec{r}, t)}{\partial t^2} &= 4 \epsilon_0 d_{eff} \frac{\partial^2 \vec{E}_1(\vec{r}, t) \vec{E}_3(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{E}_3(\vec{r}, t) - \frac{(1 + \chi^{(1)})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_3(\vec{r}, t)}{\partial t^2} &= 4 \epsilon_0 d_{eff} \frac{\partial^2 \vec{E}_1(\vec{r}, t) \vec{E}_2(\vec{r}, t)}{\partial t^2}\end{aligned}\quad (1.4)$$

où d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif¹.

1.1.2 Exemple de la SFG

Pour continuer le calcul, nous choisissons le cas particulier de la SFG qui nous sera utile dans la suite de ce manuscrit pour la caractérisation de nos sources de paires de photons. Dans un soucis de simplicité, nous considérons trois ondes en interaction monochromatiques (avec deux faisceaux de pompe aux pulsations ω_1 et ω_2 et un faisceau généré à la pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ pour respecter la conservation de l'énergie), colinéaires se propageant selon z et polarisées linéairement :

$$\begin{aligned}\vec{E}_j(\vec{r}, t) &= \vec{E}_j(x, y, z, t) \\ &= \vec{e}_j (E_j(x, y, z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c.) / 2\end{aligned}\quad (1.5)$$

où $j = 1, 2, 3$, ω_j , k_j et \vec{e}_j représentent respectivement la pulsation, le vecteur d'onde et la direction de polarisation du champ \vec{E}_j et *c.c.* représente le complexe conjugué.

Dans l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable ($E_3(x, y, z)$ est supposé varier lentement devant $e^{i k_3 z}$), en l'absence de déplétion des deux faisceaux de pompe ($E_1(x, y, z) = E_1(x, y, 0)$ et $E_2(x, y, z) = E_2(x, y, 0)$) et en supposant les pertes nulles ($\chi^{(1)}(\omega_j) = n_j^2 - 1$, $j = 1, 2, 3$), les équations 1.4 conduisent alors à une équation décrivant l'évolution du champ de SFG au cours de sa propagation le long de l'axe z :

$$\frac{\partial E_3(x, y, z)}{\partial z} = i \frac{2 \omega_3}{c n_3} d_{eff} E_1(x, y, 0) E_2(x, y, 0) e^{i \Delta k z}\quad (1.6)$$

où $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ représente le désaccord de phase entre les trois champs.

Ceci, après intégration sur une longueur L de matériau, conduit à l'expression de la puissance

1. d_{eff} est relié à $\chi^{(2)}$ par des considérations de symétrie qui permettent de réduire le tenseur à une matrice puis éventuellement à un scalaire en fonction de la géométrie du problème.

optique $P_3(L)$ de SFG générée :

$$\begin{aligned}
 P_3(L) &= 2 \epsilon_0 n_3 c \iint_S |E_3(x, y, L)|^2 dx dy \\
 &= \frac{2 \omega_3^2}{\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} d_{eff}^2 L^2 P_1(0) P_2(0) \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

où $P_1(0)$ et $P_2(0)$ sont les puissances optiques des champs de pompe E_1 et E_2 en entrée du matériau non linéaire et S est la section transverse des champs.

Cette équation montre qu'il faut annuler le désaccord de phase Δk pour avoir un processus de conversion efficace. Cela traduit le fait que, pour qu'il puisse exister une interaction constructive entre les trois ondes en présence, il faut que ces trois ondes se propagent à la même vitesse, qu'elles soient accordées en phase. On peut aussi le voir avec une image quantique de l'interaction : l'impulsion $\hbar k$ doit être conservée, tout comme l'énergie, lors de la conversion de deux photons d'impulsion respective $\hbar k_1$ et $\hbar k_2$ en un photon d'impulsion $\hbar k_3$: $\hbar k_1 + \hbar k_2 = \hbar k_3$. En pratique, contrairement à la conservation de l'énergie, la condition d'accord de phase n'est pas automatiquement vérifiée. Par exemple, dans le cas particulier de la SHG ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$), la condition d'accord de phase implique $n(2\omega) = 2 n(\omega)$, ce qui est en général impossible du fait de la dispersion des matériaux. C'est pourquoi, le plus souvent, on exploite la biréfringence des cristaux non linéaire et la polarisation des trois champs pour satisfaire la condition d'accord de phase : pour certains angles de taille d'un cristal biréfringent uniaxe par exemple, on pourra obtenir un accord de phase de type 1 : $n_e(\omega_3) = n_o(\omega_1) + n_o(\omega_2)$ ou de type 2 : $n_e(\omega_3) = n_e(\omega_1) + n_o(\omega_2)$ (où n_e et n_o sont les indices extraordinaire et ordinaire du cristal). Dans le cas de l'AlGaAs qui n'est pas biréfringent, cette technique n'est pas utilisable et on a recours à d'autres stratégies d'accord de phase qui sont présentées en section 1.1.4.

1.1.3 Régime guidé

Dans le contexte de l'implémentation de composants photoniques pour l'information et la communication quantique, le principal intérêt de l'utilisation de guides d'onde non linéaires plutôt que de cristaux non linéaires massifs est le contrôle du mode spatial des photons jumeaux créés. Ceci facilite notamment leur couplage dans des fibres optiques, élimine les problèmes de décalage spatial (*walk-off* en anglais) et permet la réalisation de dispositifs de petite dimension pouvant facilement s'intégrer dans une architecture complexe.

Dans cette thèse, nous travaillons avec des guides d'onde rubans en AlGaAs (figure 1.2). Ils sont constitués, dans la direction d'épitaxie x (100), d'un empilement de couches d'indices différents qui assurent un guidage dans la couche de cœur le long de l'axe z (011). Dans la direction transverse y (01 $\bar{1}$) le confinement est assuré par l'air, d'indice plus faible que l'AlGaAs et qui fait office de gaine.

Les modes de tels guides d'onde sont caractérisés par :

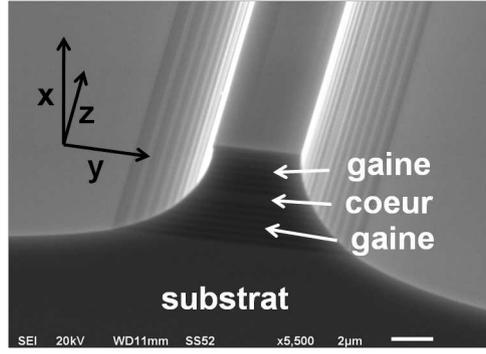


FIGURE 1.2: Image MEB (microscope électronique à balayage) d'un guide d'onde en AlGaAs (échantillon ABQ71) montrant la géométrie des guides rubans utilisés dans cette thèse.

- une direction de polarisation : TE (champ électrique parallèle aux couches) ou TM (champ électrique orthogonal aux couches),
- un vecteur d'onde effectif $\vec{k}_{eff} = \vec{e}_z n_{eff} \frac{\omega}{c}$, où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé,
- une distribution spatiale de champ $E(x, y, z) = \Phi(x, y) E_z(z)$, où $E_z(z)$ représente la composante du champ E qui dépend de z et $\Phi(x, y)$ définit la forme spatiale du mode et est invariant au cours de la propagation selon z . Cette grandeur est normalisée : $\iint_S \Phi^2(x, y) dx dy = 1$.

Pour calculer l'efficacité de conversion en prenant en compte le profil transverse des modes en interaction, on introduit l'intégrale de recouvrement non linéaire Γ :

$$\Gamma = \iint_S d_{eff}(x, y) \Phi_1(x, y) \Phi_2(x, y) \Phi_3(x, y) dx dy \quad (1.8)$$

L'équation 1.7 se réécrit alors dans le cas de trois modes guidés selon l'axe z :

$$\begin{aligned} P_3(L) &= 2\epsilon_0 n_3 c \iint_S |E_{z3}(L)|^2 dx dy \\ &= \frac{2\omega_3^2}{\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} |\Gamma|^2 P_1(0) P_2(0) L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

On peut alors définir l'efficacité de conversion normalisée η_{norm} pour la SFG :

$$\begin{aligned} \eta_{norm} &= \frac{\eta}{L^2} = \frac{P_3(L)}{P_1(0) P_2(0) L^2} \\ &= \frac{2\omega_3^2}{\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} |\Gamma|^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

L'expression précédente est valable dans les cas où les pertes de propagation des trois modes sont négligeables. Malheureusement, bien que la technologie de fabrication des guides d'onde en AlGaAs soit de mieux en mieux maîtrisée, les pertes doivent en général être prises en compte.

Elles peuvent être dues à des diffusions sur des rugosités d'interfaces dans l'échantillon ou à de l'absorption au voisinage d'une résonance du matériau ou en présence d'impuretés. On verra notamment que pour la diode laser à photons jumeaux, du fait du dopage, ces pertes peuvent être importantes.

En introduisant des coefficients de pertes $\alpha_j (j = 1, 2, 3)$ non nuls, tels que $P(L) = P(0) e^{-\alpha_j L}$, on peut montrer [43] que l'efficacité de conversion normalisée de SFG devient :

$$\eta_{norm,lossy} = \frac{2 \omega_3^2}{\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} |\Gamma|^2 \exp\left(-(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \frac{L}{2}\right) \times \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) + \sinh^2\left((\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3) \frac{L}{4}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2 + \left((\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3) \frac{L}{4}\right)^2} \quad (1.11)$$

Dans des guides d'onde en AlGaAs, on doit aussi prendre en compte le fait que la réflectivité des facettes est non nulle en l'absence de traitements antireflets. En effet l'indice de réfraction de l'AlGaAs, de l'ordre de 3, induit une réflectivité naturelle à l'interface air / semiconducteur de l'ordre de 30% : le guide d'onde se comporte comme une cavité Fabry-Perot. On peut alors montrer que l'efficacité de conversion normalisée de SFG dans une cavité Fabry-Perot en présence de pertes s'écrit [46] :

$$\eta_{norm,lossyFP} = \eta_{norm,lossy} (1 - R_1) (1 - R_2) (1 - R_3) A_1^{FP} A_2^{FP} A_3^{FP} \quad (1.12)$$

où R_j est la réflectivité modale des facettes pour le mode j et $A_j^{FP} (j = 1, 2, 3)$ est le facteur d'amplification de l'intensité du champ dans une cavité Fabry-Perot présentant des pertes :

$$A_j^{FP} = \frac{1}{(1 - \tilde{R}_j)^2 + 4 \tilde{R}_j \sin^2\left(\frac{\Phi_j}{2}\right)} \quad (1.13)$$

où $\tilde{R}_j = R_j e^{-\alpha_j L}$ et $\Phi_j = 2 L k_j$.

En figure 1.3, on présente la puissance de SFG attendue en fonction du désaccord de phase Δk dans trois situations de pertes typiques des dispositifs étudiés dans cette thèse, pour une même puissance de pompe en entrée du guide. On voit qu'on ne pourra pas négliger les pertes ni la réflectivité des facettes pour interpréter correctement les mesures expérimentales de SFG. En effet, selon la situation, l'efficacité peut aisément augmenter ou diminuer d'un ordre de grandeur.

1.1.4 Stratégies d'accord de phase dans l'AlGaAs

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.1, il ne sera possible d'obtenir une interaction non linéaire efficace que si la condition d'accord de phase $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = 0$ est respectée. Dans le cas de la SHG avec les trois champs colinéaires, ceci revient à :

$$n_3(2\omega) = \frac{n_1(\omega) + n_2(\omega)}{2} \quad (1.14)$$

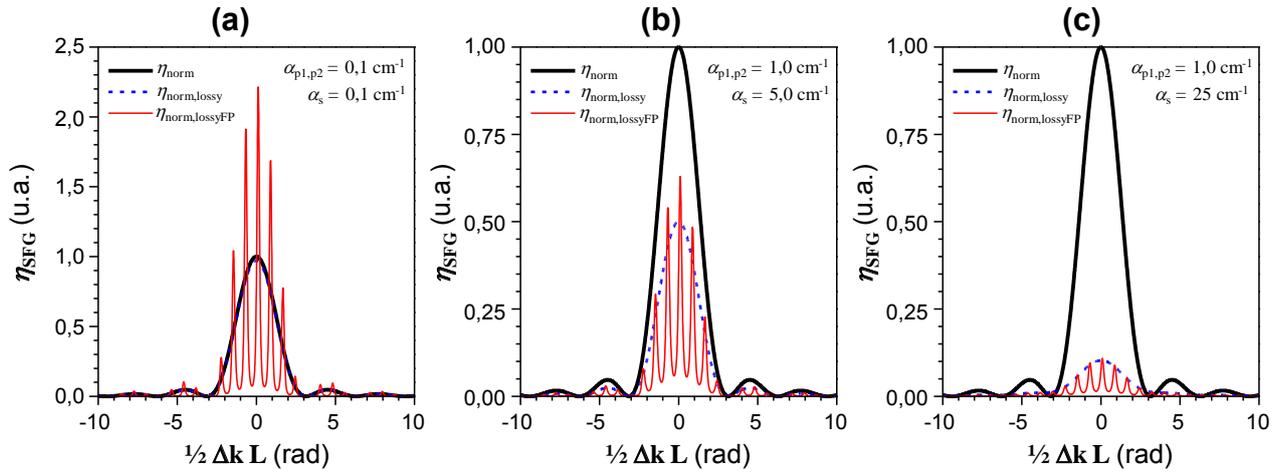


FIGURE 1.3: Simulations de l'influence des pertes modales et des effets de cavité sur l'efficacité de SFG (normalisée à 1 à l'accord de phase ($\Delta k = 0$) en l'absence de pertes et de cavité). Nous avons considéré des réflectivités de facettes $R = 30\%$ pour les trois modes et un guide de 2 mm de long, $\alpha_{p1,p2}$ désigne les pertes par propagation des deux modes de pompe et α_{SFG} celles du mode de SFG.

Le problème qui se pose si on veut utiliser l'AlGaAs comme matériau non linéaire est qu'un cristal d'AlGaAs massif n'est pas biréfringent : on ne pourra pas compenser la dispersion du matériau sans un peu d'ingénierie de celui-ci.

Une méthode très utilisée dans certains cristaux diélectriques ferroélectriques consiste à inverser périodiquement l'orientation du tenseur non linéaire du matériau le long de la propagation des champs pour que l'interaction reste toujours constructive, quelle que soit la longueur de matériau utilisée (figure 1.4). On a alors un quasi-accord de phase (QPM). Cette technique est mise en œuvre avec succès dans les guides d'onde en PPLN [36] ou dans les cristaux de PPKTP [35] avec de très bonnes efficacités de conversion et de faibles pertes. En AlGaAs, on peut aussi obtenir un QPM à l'aide de reprises d'épitaxie : cela est notamment utilisé pour les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) [47]. Cependant, en guide d'onde, cette méthode induit encore des pertes de propagation élevées (2 cm^{-1} à 1550 nm) malgré des progrès récents dans la technique de fabrication [46], ce qui empêche actuellement son utilisation pour l'information quantique.

Une deuxième solution assez pragmatique consiste à créer un matériau biréfringent en insérant de fines couches d'oxyde d'aluminium (AlOx) d'indice 1,6 dans un guide d'onde en AlGaAs d'indice 3 à 3,4 environ. Les deux matériaux ayant des indices très différents, on obtient une biréfringence de forme qui permet de satisfaire la condition d'accord de phase (figure 1.5 (a)). Cette technique est notamment mise en œuvre pour la réalisation d'OPO intégrés pour le moyen infrarouge [48]. En pratique, l'AlOx est obtenu par l'oxydation sélective de couches d'AlGaAs

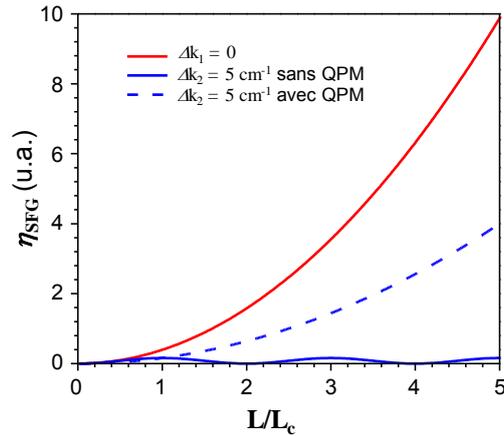


FIGURE 1.4: Comparaison de l'efficacité de SFG en fonction de la longueur du milieu non linéaire dans le cas d'un accord de phase parfait (en trait plein rouge), d'un désaccord de phase (en trait plein bleu) et d'un quasi-accord de phase (en trait tireté bleu). L_c désigne la longueur de cohérence : elle dépend du désaccord de phase et correspond à la longueur sur laquelle l'interaction non linéaire reste constructive. Pour obtenir un quasi-accord de phase optimal, la période d'inversion doit être égale à L_c .

très riches en aluminium et la maturité actuelle de cette technique ne permet pas encore de l'envisager pour la génération de paires de photons du fait des pertes trop élevées ($1,6 \text{ cm}^{-1}$ à 1550 nm et 150 cm^{-1} à 775 nm) [49].

Une autre solution est l'exploitation de la dispersion modale des guides d'ondes : les différents modes guidés présentent des indices effectifs différents qui peuvent être ajustés pour remplir la condition d'accord de phase (figure 1.5 (b)). C'est cette technique que nous allons utiliser pour la diode laser à photons jumeaux : un mode de pompe lasant sur un mode transverse d'ordre supérieur à 775 nm peut générer par fluorescence paramétrique intracavité des paires de photons à $1,55 \mu\text{m}$ sur les modes fondamentaux du guide d'onde.

Enfin, l'accord de phase peut être obtenu dans une géométrie de pompage transverse où on projette la condition d'accord de phase sur l'axe du guide d'onde (figure 1.5 (c)). Il s'agit de l'accord de phase contrapropageant sur lequel se base le deuxième dispositif présenté dans ce manuscrit.

1.1.5 Fluorescence paramétrique

La fluorescence paramétrique, qui est l'interaction mise en œuvre pour la génération de paires de photons dans nos guides d'onde, est un peu plus complexe à modéliser que la SFG. Elle peut être vue, dans une description semi-classique, comme deux processus conjoints de différence de fréquence (DFG) mettant en jeu un champ de pompe intense E_p et les fluctuations du vide

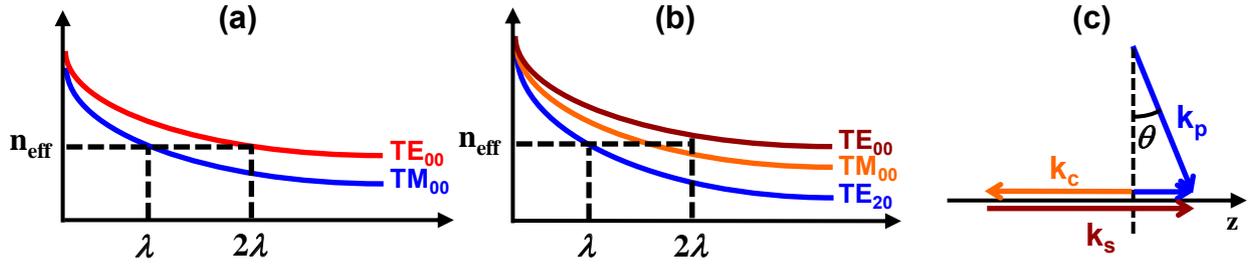


FIGURE 1.5: Stratégies d'accord de phase développées par notre équipe pour les guides d'onde en AlGaAs. (a) Accord de phase par biréfringence de forme. (b) Accord de phase modal. (c) Accord de phase contrapropageant.

[50]. Un champ signal E_s à la fréquence $\nu_s = \nu_p - \nu_c$ peut être généré en présence du champ de pompe E_p à la fréquence ν_p et des fluctuations du vide du champ complémentaire E_c à la fréquence ν_c ; un champ complémentaire E_c à la fréquence $\nu_c = \nu_p - \nu_s$ peut être généré en présence du champ de pompe E_p à la fréquence ν_p et des fluctuations du vide du champ signal E_s à la fréquence ν_s :

$$P_{s(c)}(L) = \frac{2 \omega_{s(c)}^2}{\epsilon_0 c^3 n_s n_c n_p} |\Gamma|^2 P_{c(s)}(0) P_p(0) L^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (1.15)$$

avec $\Delta k = k_p - k_s - k_c$, $\omega_{s(c)} = \omega_p - \omega_{c(s)}$ et $P_{c(s)}(0) = \hbar \omega_{c(s)} \Delta\omega_{AP}/2\pi$.

Les puissances d'entrée $P_{c(s)}(0)$ sont obtenues en considérant que les champs signal et complémentaire sont peuplés par un photon par mode, le nombre de modes étant déterminé par la largeur spectrale de l'accord de phase $\Delta\omega_{AP}^2$.

On peut en déduire le nombre de paires générées par unité de temps N_{paires} en fonction du nombre de photons de pompe N_p par unité de temps :

$$\begin{aligned} N_{\text{paires}} &= \frac{P_s}{\hbar \omega_s} = \frac{P_c}{\hbar \omega_c} \\ &= \frac{2 \hbar \omega_s \omega_c \omega_p}{\epsilon_0 c^3 n_s n_c n_p} |\Gamma|^2 N_p \frac{\Delta\omega_{AP}}{2\pi} L^2 \end{aligned} \quad (1.16)$$

D'où on déduit l'efficacité de SPDC (exprimée en nombre de paires par photon de pompe) :

$$\begin{aligned} \eta^{SPDC} &= \frac{N_{\text{paires}}}{N_p} \\ &= \eta_{0,norm}^{SFG} \frac{\hbar \omega_s \omega_c \Delta\omega_{AP}}{2\pi \omega_p} L^2 \end{aligned} \quad (1.17)$$

2. $\Delta\omega_{AP}$ peut être calculée en cherchant la valeur du désaccord de phase Δk pour lequel l'efficacité est réduite de moitié. Son calcul sera détaillé séparément dans les parties 1 et 2 du manuscrit.

où $\eta_{0,norm}^{SFG}$ est l'efficacité normalisée de SFG donnée par l'équation 1.10 avec $\Delta k = 0$ et $1, 2, 3 = s, c, p$.

Cette expression nous montre que les mesures de l'efficacité de la somme de fréquence et du spectre de fluorescence paramétrique permettent d'estimer directement l'efficacité de fluorescence paramétrique.

1.2 Diode laser

Les diodes laser, inventées deux ans après la première démonstration du laser à rubis par Theodore Maiman, sont aujourd'hui, après un demi-siècle d'existence [51], des objets incontournables de notre quotidien que ce soit dans les télécommunications par fibre optique, dans les lecteurs de disques et de code-barre ou dans les pointeurs laser.

Dans cette thèse, nous nous proposons de développer une nouvelle génération de diodes laser destinées à la conversion paramétrique intégrée. Ces diodes reposent sur le même principe que la plupart des diodes laser interbandes actuelles, constituées d'une double hétérostructure PIN (figure 1.6 (a)) qui assure le confinement optique des photons et d'un ou plusieurs puits quantiques qui confinent les électrons et les trous et fournissent le gain laser [44].

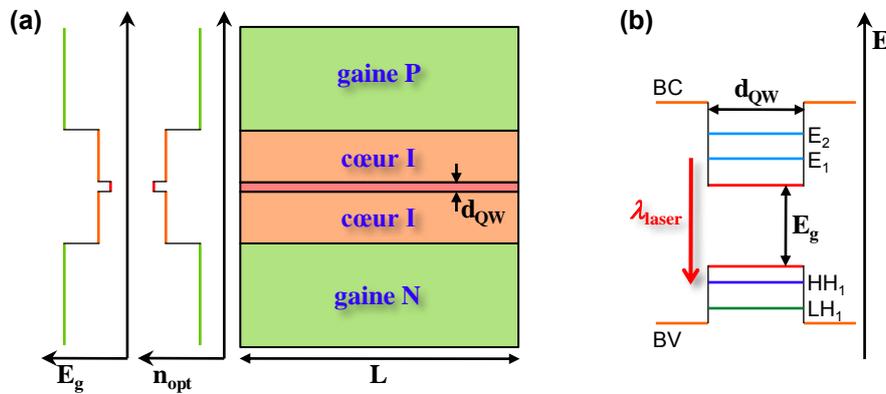


FIGURE 1.6: (a) Structure type d'une diode laser à hétérostructure et puits quantique, avec le profil de gap E_g et d'indice de réfraction n_{opt} . (b) Diagramme des niveaux énergétiques du puits quantique. BC (BV) : bande de conduction (de valence), E_i : niveaux électroniques, HH : niveau de trous lourds, LH : niveau de trous légers, E_g : énergie de gap, d_{QW} : largeur du puits quantique.

1.2.1 Hétérojonction à puits quantique

Pour obtenir l'émission stimulée dans la diode, il faut mettre en présence beaucoup d'électrons et beaucoup de trous dans le puits quantique. C'est le rôle de la jonction PN formée par

la gaine inférieure dopée N et la gaine supérieure dopée P : l'une apporte les électrons et l'autre les trous qui se retrouvent piégés dans le puits.

La longueur d'onde d'émission du puits est déterminée par l'écart en énergie entre le niveau le plus bas de la bande de conduction et le niveau le plus haut de la bande de valence (figure 1.6 (b)). En considérant un puits infini, cette longueur d'onde est donnée par :

$$\lambda_{laser} = h c \left(E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m_c^* d_{QW}^2} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m_v^* d_{QW}^2} \right)^{-1} \quad (1.18)$$

où m_c^* (m_{hh}^*) est la masse effective des électrons de la bande de conduction (des trous de la bande de valence), E_g le gap du matériau et d_{QW} la largeur du puits.

Dans cette thèse, on souhaite que la diode émette des photons laser à 775 nm à 20°C pour qu'ils soient convertis par SPDC en paires aux longueurs d'onde télécom. Nous utilisons donc un puits en $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,89}\text{As}$ large de $8,5 \text{ nm}$ [52]. A cause des règles de sélection qui régissent l'émission, la lumière laser émise sera polarisée TE.

1.2.2 Seuil laser

L'oscillation laser est souvent assurée par la cavité constituée par les facettes du guide d'onde qui ont une réflectivité assez élevée du fait du fort contraste d'indice de réfraction entre le semiconducteur et l'air (de l'ordre de 30% pour l'AlGaAs). Le gain g du puits pouvant être très grand ($> 100 \text{ cm}^{-1}$), cette réflectivité peut suffire à fournir la contre-réaction nécessaire pour compenser les pertes et ainsi atteindre la condition de seuil laser :

$$g_{seuil} = \frac{1}{\Gamma_{QW}} \left(\alpha_{mode} - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \right) \quad (1.19)$$

avec Γ_{QW} l'intégrale de recouvrement entre le (ou les) puits quantique(s) et le mode optique, α_{mode} les pertes parasites du mode optique, L la longueur du guide et $R_{1,2}$ la réflectivité modale des deux facettes.

Ce gain correspond à une densité surfacique d'électrons dans le puits $n_{seuil}^{(s)}$ donnée par :

$$g_{seuil} = \alpha^{(s)} \left(1 - \exp\left(-\frac{n_{seuil}^{(s)}}{n_c}\right) - \exp\left(-\frac{n_{seuil}^{(s)}}{R_{cv} n_c}\right) \right) \quad (1.20)$$

avec $\alpha^{(s)} = \frac{2 \pi q^2 x_{vc}^2 m_r^*}{\lambda_{laser} n_{opt} \epsilon_0 \hbar^2 d_{QW}}$ l'absorption du puits à courant nul³, $R_{cv} = \frac{m_{hh}^*}{m_c^*}$ le rapport de masses entre les trous lourds de valence et les électrons de conduction et $n_c = \frac{m_c^* k_B T}{\pi \hbar^2}$ la densité critique d'électrons à la température T .

3. $x_{vc} = \frac{\hbar}{\sqrt{2} E_g} \sqrt{\frac{E_p}{2 m_e}}$, avec E_p l'énergie de Kane ; $\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_{hh}^*}$; n_{opt} est l'indice de réfraction à λ_{laser} .

D'où on déduit la densité de courant de seuil :

$$J_{seuil} = \frac{q d_{QW} n_{seuil}}{\tau_{seuil}} \quad (1.21)$$

où $n_{seuil} = \frac{n_{seuil}^{(s)}}{d_{QW}}$ est la densité volumique d'électrons dans le puits et $\tau_{seuil} = (A_{nr} + B_{spont} n_{seuil} + C_{Auger} n_{seuil}^2)^{-1}$ est le temps de vie des électrons de conduction dans le puits⁴.

1.3 Intrication

1.3.1 Polarisation de la lumière

La reconstruction complète de l'état de polarisation des paires produites nécessite de manipuler leur polarisation au moyen de lames d'onde et de la mesurer dans différentes bases. Aussi, nous présentons tout d'abord dans cette section quelques rappels sur la polarisation de la lumière, le formalisme de Jones et l'utilisation de la sphère de Poincaré.

La polarisation est une grandeur qui décrit l'évolution temporelle de la direction du vecteur champ électrique de l'onde optique : celui-ci oscille au cours du temps en suivant une trajectoire qui peut être déterministe (la lumière est alors totalement polarisée) ou aléatoire (la lumière est alors non polarisée ou partiellement polarisée). Dans les situations qui nous intéressent ici, la lumière "utile" (laser de pompe, champs signal et complémentaire) est totalement polarisée tandis que la lumière parasite (ou bruit) est non polarisée.

Dans le cas où la lumière est totalement polarisée, la trajectoire de l'extrémité du vecteur champ électrique est une ellipse d'azimut α ⁵ et d'ellipticité ϵ ⁶ et l'état de polarisation du champ électromagnétique peut être représenté par un vecteur de Jones dans la base (H, V) :

$$J_{(H,V)} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y e^{i\varphi} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

avec

- $A_x^2 + A_y^2 = 1$ pour avoir un vecteur normé,
- $\alpha = \frac{1}{2} \text{atan} \left(\frac{2 A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos(\varphi) \right)$,
- $\epsilon = \sqrt{(A_x^2 \cos^2(\alpha) + A_y^2 \sin^2(\alpha) + 2 A_x A_y \cos(\alpha) \sin(\alpha) \cos(\varphi))^{-1} - 1}$.

4. A_{nr} est le taux de recombinaison non radiative à deux particules, B_{spont} est le taux d'émission spontanée et C_{Auger} est le taux de recombinaisons Auger, processus faisant intervenir deux électrons.

5. L'azimut est défini comme l'angle que fait le grand axe de l'ellipse avec la direction horizontale H ($\alpha \in [0; \pi]$).

6. L'ellipticité est l'angle dont la tangente est le rapport entre le petit axe et le grand axe de l'ellipse ($\epsilon \in [-\pi/4; \pi/4]$).

Par exemple, dans la base (H,V), la polarisation verticale s'écrit $J_{(H,V)}(V) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ et la polarisation circulaire gauche $J_{(H,V)}(L) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$.

Un état de polarisation peut également être représenté graphiquement à l'aide de la sphère de Poincaré (figure 1.7 (a)) : il y est repéré par ses angles d'azimut 2α et d'élévation 2ϵ , où α et ϵ sont l'azimut et l'ellipticité de l'ellipse de polarisation. Les trois bases (H, V), (D, A) et (L, R) correspondent aux trois axes X, Y et Z de la sphère. Les polarisations rectilignes sont situées sur l'équateur et les pôles correspondent aux polarisations circulaires. Deux polarisations sont orthogonales si elles sont diamétralement opposées sur la sphère. Notons au passage que l'intérieur de la sphère représente les états partiellement polarisés de la lumière, le centre correspondant à un champ non polarisé.

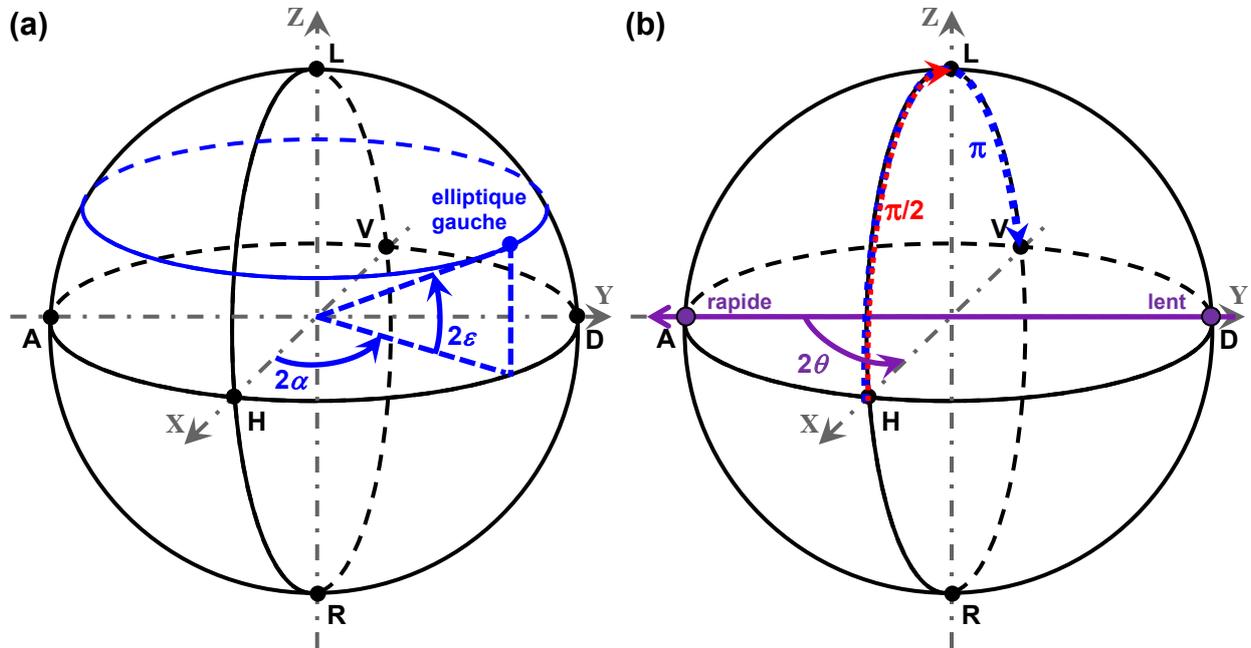


FIGURE 1.7: Sphère de Poincaré. (a) Géographie de la sphère. (b) Effet d'une lame d'onde sur les polarisations (voir le texte).

Les polariseurs et les lames d'onde (ou lames de phase), qui permettent de manipuler l'état de polarisation du champ, peuvent être représentés par des matrices de Jones :

$$J_{(a_{pola}, a_{pola}^\perp)}(\text{polariseur}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$J_{(a_r, a_i)}(\text{phase}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix}$$
(1.23)

avec a_{pola} l'axe propre du polariseur (a_{pola}^\perp l'axe orthogonal) et a_r l'axe rapide, a_l l'axe lent et φ la phase de la lame d'onde. Il suffit de leur appliquer une matrice de changement de base pour les exprimer dans une des bases (H,V), (D,A) ou (L,R).

Par exemple, la matrice de Jones d'une lame quart d'onde (c'est-à-dire de phase $\varphi = \pi/2$) d'axe rapide H et d'axe lent V s'écrit dans la base (H,V) $J_{(H,V)}(\lambda/4) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$.

On peut aussi utiliser la sphère de Poincaré pour déterminer graphiquement l'effet d'une lame d'onde sur un état de polarisation (figure 1.7 (b)) : une lame de phase ϕ dont l'axe rapide fait un angle θ ($\pi/4$ dans l'exemple de la figure) avec la polarisation rectiligne incidente fait subir à cette polarisation une rotation d'un angle ϕ autour de l'axe rapide-lent orienté de l'axe rapide vers l'axe lent ; dans l'exemple de la figure, si la lame est quart d'onde ($\phi = \pi/2$) H est transformé en L, si la lame est demi-onde ($\phi = \pi$) H est transformé en V.

1.3.2 Matrice densité et intrication

Dans le formalisme de l'optique quantique, la sphère de Poincaré devient sphère de Bloch et le vecteur de Jones représentant la polarisation du champ devient un *ket* représentant l'état de polarisation du photon. Par exemple $|\Psi\rangle = |L, R\rangle_{(s,c)}$ représente une paire de photons dont le signal a une polarisation circulaire gauche et le complémentaire une polarisation circulaire droite.

Parmi les différences les plus intrigantes entre les états classiques de la lumière et ses états quantiques, il y a l'intrication. Un état intriqué est une superposition cohérente d'états qu'on ne peut pas décrire uniquement par la probabilité de chacun des états de la superposition. L'exemple le plus populaire (et jamais réalisé !) d'état intriqué est connu sous le nom de "Chat de Schrödinger" [53, 54]. Dans cette expérience de pensée (voir la figure 1.8), on suppose qu'on a placé dans une boîte opaque un chat et une fiole contenant un produit chimique instable risquant à tout moment (avec une probabilité p) de briser la fiole et de tuer le chat. Si on ouvre la boîte après un temps quelconque, on constatera la mort du chat avec une probabilité p , que l'état soit classique ou intriqué. Dans le monde classique, si on plaçait aussi dans la boîte un témoin conçu pour se déclencher dès la mort du chat, on n'aurait pas besoin d'ouvrir la boîte pour constater l'état du chat : il vit avec certitude tant que le témoin est inactif, il est mort avec certitude dès que le témoin est actif. En revanche, si le chat et la fiole sont intriqués, le témoin ne se déclenchera jamais si on n'ouvre pas la boîte ; et pourtant l'ouverture de celle-ci conduira à constater la mort du chat avec la même probabilité p que pour l'état classique. Le chat est donc en quelque sorte à la fois mort *et* vivant dans la boîte. Seule la mesure de l'état peut le projeter sur l'un des deux états "classiques" de la base : mort *ou* vivant.

En optique, les états intriqués les plus célèbres sont les états de la base de Bell. Ce sont les quatre états à deux photons intriqués en polarisation exprimés comme suit dans la base

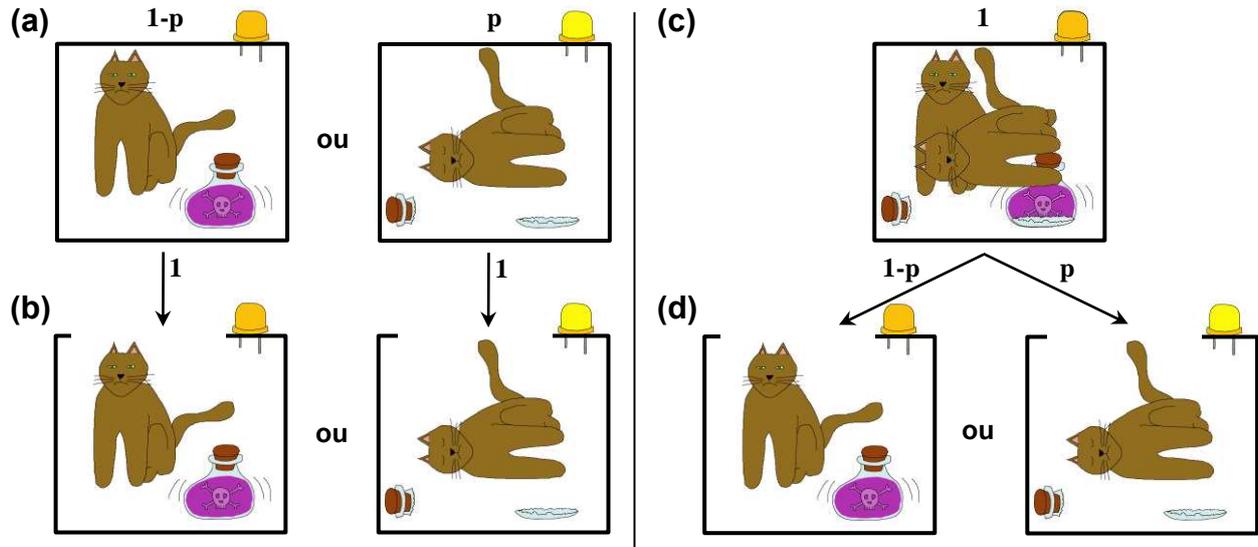


FIGURE 1.8: Expérience de pensée dite du "Chat de Schrödinger" : On place le chat et la fiole de produit chimique dans une boîte munie d'un témoin lumineux (LED jaune) et on ferme la boîte. Etat classique : (a) boîte fermée, le chat peut être vivant avec une probabilité $1 - p$ ou mort avec une probabilité p : le témoin nous renseigne sur l'état du chat ; (b) après ouverture de la boîte, le chat est dans l'état qu'indiquait le témoin avec une probabilité 1. Etat intriqué : (c) boîte fermée, le chat est vivant et mort : le témoin ne peut pas nous renseigner sur l'état du chat ; (d) après ouverture de la boîte, le chat est vivant avec une probabilité $1 - p$ ou mort avec une probabilité p .

(HH,HV,VH,VV) :

$$\begin{aligned}\Phi^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|HH\rangle \pm |VV\rangle) \\ \Psi^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|HV\rangle \pm |VH\rangle)\end{aligned}\tag{1.24}$$

Ils forment une base orthonormée sur laquelle on peut décrire tous les états à deux photons, intriqués ou non. Ce qui est remarquable et qui les distingue d'un état classique où on générerait statistiquement des paires HH ou VV est qu'ils sont intriqués quelle que soit la base de mesure : dans la base (DD,DA,AD,AA), l'état Φ^- de la base (HH,HV,VH,VV) s'écrit $\frac{1}{\sqrt{2}} (|DA\rangle + |AD\rangle)$ qui est l'état Ψ^+ de la base (DD,DA,AD,AA). On mesurera donc uniquement des paires DA et AD si l'état est Φ^- alors que pour l'état classique générant des paires HH ou VV, on mesurera statistiquement autant de paires DD et AA que AD ou DA. Ce sont ces fortes corrélations indépendantes de la base de mesure qui permettent de distinguer les états de Bell des états classiques et qui donnent lieu à la violation des inégalités de Bell [55] par cette classe d'états intriqués.

Les états de Bell sont des états purs idéaux mais, dans les expériences d'optique quantique, on a en général à faire à des états mixtes (ou mélanges statistiques), ne serait-ce qu'à cause de l'inévitable bruit (les coups noirs des détecteurs et les photons orphelins à cause des pertes optiques...). Comme les kets ne permettent de représenter que les états purs, on a recours à un outil plus général : la matrice densité. Il s'agit d'une matrice ρ hermitique ($\rho^* = \rho^\dagger$) et de trace unitaire ($\text{Tr}(\rho) = 1$) qui permet de décrire complètement un état quelconque.

Dans le cas d'un état pur $|\Psi\rangle$ (qui peut être une superposition cohérente d'états purs), elle est définie par $\rho_\Psi = |\Psi\rangle\langle\Psi|$. C'est alors un opérateur de projection : $\text{Tr}(\rho_\Psi^2) = 1$.

Dans le cas d'un mélange statistique de n qubits, elle s'écrit $\rho_{mix} = \sum_{i=1}^{2^n} P_i |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i|$ avec $\sum_{i=1}^{2^n} P_i = 1$ et $\langle\Psi_i|\Psi_j\rangle = \delta_{i,j}$. Elle se distingue de l'état pur par le fait que $\text{Tr}(\rho_{mix}^2) < 1$ dès que la somme comporte plus d'un terme de P_i non nulle.

La matrice densité correspondant à une superposition cohérente d'états purs est caractérisée par la présence de termes hors diagonale (appelés cohérences) tandis que dans la matrice correspondant à un mélange statistique ces termes sont nuls.

De la matrice densité, on peut extraire plusieurs grandeurs qui nous renseignent sur la nature de l'état qu'elle représente [56]. La première est la fidélité $F_\Phi(\rho)$ à un état pur $|\Phi\rangle$:

$$F_\Phi(\rho) = \text{Tr}(\rho\rho_\Phi) \tag{1.25}$$

Cette fidélité vaut 1 si l'état décrit par ρ est $|\Phi\rangle$, elle vaut 0 si ρ décrit l'état $|\Phi^\perp\rangle$ orthogonal à $|\Phi\rangle$. Dans le cas du mélange statistique, si $|\Phi\rangle = |\Psi_3\rangle$ par exemple (avec les notations utilisées plus haut), on a tout simplement $F_\Phi(\rho_{mix}) = P_3$.

Pour quantifier le niveau de mélange ou de désordre de l'état, on utilise l'entropie linéaire S_L définie par :

$$S_L(\rho) = \frac{4}{3} (1 - \text{Tr}(\rho^2)) \tag{1.26}$$

L'entropie linéaire vaut 0 pour un état pur et 1 pour un état maximalelement mélangé comme par exemple $\frac{1}{4} I$ (où I est la matrice identité).

Enfin, pour évaluer le niveau d'intrication d'un état, on peut utiliser la concurrence [57] et le tangle. La concurrence est définie par :

$$C(\rho) = \max\{0; \sqrt{r_1} - \sqrt{r_2} - \sqrt{r_3} - \sqrt{r_4}\} \tag{1.27}$$

où $r_1 \geq r_2 \geq r_3 \geq r_4$ sont les valeurs propres de $R = \rho \Sigma \rho^\dagger \Sigma$, avec Σ définie par :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

Quant au tangle, il dérive simplement de la concurrence comme suit :

$$T(\rho) = C^2(\rho) \quad (1.29)$$

Ces deux grandeurs valent 0 pour un état séparable et 1 pour un état maximalelement intriqué.

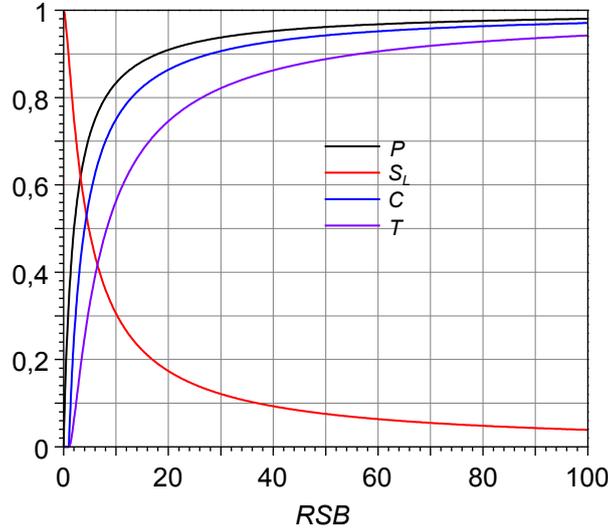


FIGURE 1.9: Fidélité maximale P , entropie linéaire S_L , concurrence C et tangle T en fonction du rapport signal à bruit pour un état de Werner. On observe que dès que $RSB < 1$, aucune intrication n'est préservée et que la fidélité maximale est supérieure à 90% à partir d'un RSB de 18, et supérieure à 95% à partir d'un RSB de 38.

Pour un niveau de pureté donné (quantifié par S_L), il existe un niveau d'intrication maximale correspondant $C_{max|S_L}$ [58]; un état maximalelement intriqué est donc nécessairement pur. Prenons l'exemple des états de Werner qui modélisent bien la situation expérimentale d'un état maximalelement intriqué $|\Psi\rangle$ entaché d'un bruit non polarisé (ce qui est le cas avec la plupart des sources de paires de photons basées sur la fluorescence paramétrique) :

$$\rho_W = P |\Psi\rangle\langle\Psi| + \frac{1-P}{4} I \quad (1.30)$$

avec $0 \leq P \leq 1$ la fidélité à $|\Psi\rangle$ et I la matrice identité.

Dans ce cas, on peut montrer que :

$$S_L(\rho_W) = 1 - P^2 \quad (1.31)$$

et

$$\begin{aligned} C(\rho_W) &= \max\left\{0; \frac{3P-1}{2}\right\} \\ &= \max\left\{0; \frac{3\sqrt{1-S_L(\rho_W)}-1}{2}\right\} \end{aligned} \quad (1.32)$$

On peut relier la fidélité P de l'état de Werner au rapport signal à bruit :

$$\begin{aligned}
 RSB(\rho_W) &= \frac{[\rho_W(2,2) + \rho_W(3,3)] - [\rho_W(1,1) + \rho_W(4,4)]}{\rho_W(1,1) + \rho_W(4,4)} \\
 &= \frac{[P/2 + (1-P)/4] - [(1-P)/4]}{(1-P)/4}
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

D'où :

$$P = \frac{1}{1 + 2/RSB} \tag{1.34}$$

qui vaut $1/3$ pour un rapport signal à bruit de 1.

En figure 1.9, on a tracé l'évolution de la fidélité maximale, de l'entropie linéaire, de la concurrence et du tangle en fonction du rapport signal à bruit pour un état de Werner. Aucune intrication ne subsiste dès que le rapport signal à bruit est inférieur à 1 ($P \leq \frac{1}{3}$ et $S_L \geq \frac{8}{9}$) et une fidélité maximale de 95% ne pourra être atteinte que pour un rapport signal à bruit supérieur à 38.

En pratique, il faudra donc chercher à réduire au maximum les sources de bruit dans les expériences pour espérer mesurer un état intriqué et, a fortiori, pour que cet état soit utilisable dans des protocoles d'information quantique.

Première partie

Diode laser émettrice de photons jumeaux

Chapitre 2

Première génération de dispositifs

La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude d'une source d'états à deux photons aux longueurs d'onde télécom et en pompage électrique : une diode laser émettrice de photons jumeaux. L'idée de ce dispositif est d'obtenir une source intégrée où le laser qui pompe la fluorescence paramétrique est lui-même alimenté par injection de courant au sein du guide d'onde non linéaire, ce qui permet de s'affranchir des lasers de pompe externes - souvent encombrants et consommateurs d'énergie - utilisés par la plupart des sources existantes. Les premiers prototypes de cette source ont été conçus, fabriqués et caractérisés en collaboration entre les laboratoires *Alcatel - Thales III-V Lab* et *MPQ* entre 2001 et 2006 et sont présentés dans la thèse de Loïc Lanco [59]. Nous rappelons dans ce premier chapitre le principe de fonctionnement de cette source, les résultats obtenus avec le meilleur dispositif ainsi que ses limitations.

2.1 Design

L'objectif est d'obtenir à la fois l'oscillation laser autour de 775 nm et la conversion paramétrique vers 1550 nm au sein du même guide d'onde non linéaire. Pour ce faire, le choix se porte tout naturellement vers l'AlGaAs qui, en tant que semiconducteur avec une énergie de gap direct allant du proche infrarouge au rouge, permet l'obtention d'une diode laser à la longueur d'onde souhaitée et qui, du fait de son grand coefficient non linéaire d'ordre 2 et de sa gamme d'indice de réfraction étendue, permet la fluorescence paramétrique de manière efficace et accordable. Dans la première génération de ce dispositif, on a utilisé un accord de phase modal en faisant intervenir les modes fondamentaux TE_{00} et TM_{00} à 1550 nm et le mode d'ordre 3 TE_{20} à 775 nm pour obtenir un accord de phase de type 2. La principale difficulté du design de cette source est de concilier l'accord de phase à la longueur d'onde du laser et l'émission laser sur le mode d'ordre 3.

La solution développée par le *III-V Lab* et *MPQ* est présentée en figure 2.1 : le mode fonda-

mental à 1550 nm est guidé par un cœur en $\text{Al}_{0,50}\text{Ga}_{0,50}\text{As}$ et une gaine en $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$, le mode d'ordre 3 à 775 nm est lui aussi guidé et, grâce aux deux couches de cœur externes en $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$, présente un recouvrement plus important que le mode fondamental à 775 nm avec le puits en $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,89}\text{As}$.

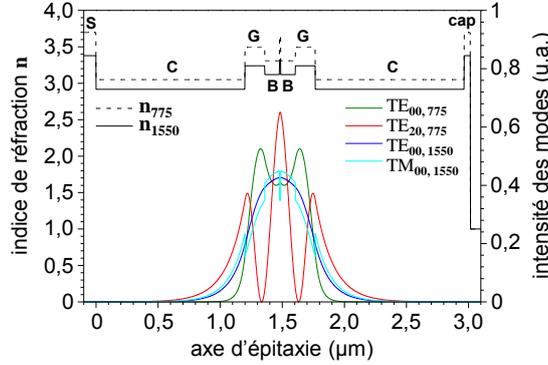


FIGURE 2.1: Profil d'indice et intensité des modes guidés dans la direction d'épitaxie de l'échantillon ("AFM6"). "S" : substrat en GaAs, "C" : couche de gain en $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ (confinement), "G" : couche de cœur externe en $\text{Al}_{0,50}\text{Ga}_{0,50}\text{As}$ (exaltation du mode d'ordre 3 par rapport au mode fondamental), "B" : couche de cœur interne en $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ (guidage), "cap" : casquette de protection en GaAs.

2.2 Résultats et limitations

Deux principaux résultats ont été obtenus avec cet échantillon (ou avec des structures proches) : l'émission laser sur le mode d'ordre 3 à 775 nm [60] a été observée en pompage électrique avec une densité de courant de seuil de l'ordre de 1 à $1,5\text{ kA cm}^{-2}$ sous 2 à 3 V . Ce seuil est un peu élevé pour une diode laser mais s'explique par la présence des deux couches à 50% qui agissent comme des barrières pour les porteurs et par un confinement du mode d'ordre 3 un peu inférieur à celui qu'on pourrait avoir pour un mode fondamental.

Le schéma d'accord de phase a également été validé grâce à la génération de seconde harmonique [61] dans une structure passive : il s'agit de la même structure épitaxiale que la diode mais sans puits et sans dopage afin de limiter les pertes optiques à la longueur d'onde de seconde harmonique, le puits quantique étant à la fois un excellent émetteur et un excellent absorbant à sa longueur d'onde de résonance. Cette expérience a montré une efficacité de somme de fréquence de $120\% W\text{ cm}^{-2}$, ce qui permet de prévoir une efficacité de production de paires de photons de l'ordre de 10^{-7} paires par photon de pompe pour des guides millimétriques. Notons que cela placerait cette source en concurrence directe avec les guides PPLN en termes

d'efficacité de conversion non linéaire et en ferait une source nettement plus efficace que toutes les sources existantes en rendement à la prise.

Malgré ces résultats très encourageants, cette génération de dispositifs souffre d'un problème rédhibitoire : l'oxydation des couches à forte teneur en aluminium. En effet, afin de confiner suffisamment les modes en interaction, les deux couches de gaine ont dû être constituées d'Al-GaAs à 94%, ce qui est déjà à la limite de la stabilité pour des couches minces et donc d'autant plus fragile pour des couches de $1,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce matériau en contact avec l'air réagit avec l'oxygène pour former un oxyde d'aluminium naturel avec une stabilité mécanique très mauvaise, un indice de réfraction deux fois plus faible que celui de l' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ et, qui plus est, isolant.

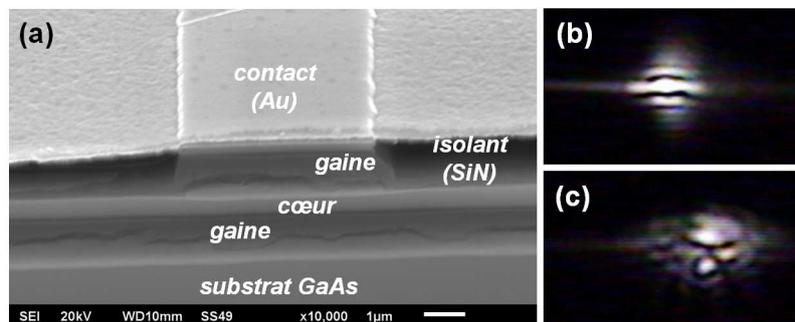


FIGURE 2.2: (a) Images MEB d'un échantillon de diode laser à mode d'ordre 3 : les deux couches de gaine sont entièrement oxydées et présentent des fissures. (b) Champ proche d'un mode d'ordre 3. (c) Champ proche du mode dégradé après quelques heures de fonctionnement.

Ceci a deux conséquences principales : les échantillons, à moins d'être conservés sous vide dès leur fabrication, finissent par voir leur gaine s'oxyder au cours du temps jusqu'au délaminage de la structure (figure 2.2 (a)). Plus grave encore, au passage du courant, les échauffements locaux dans le guide accélèrent le processus de dégradation et entraînent des dommages irréversibles qui ont pour premier effet de faire passer l'oscillation laser du mode d'ordre 3 (figure 2.2 (b)) à un mode non identifiable et inexploitable au bout de quelques heures d'utilisation (figure 2.2 (c)), ce qui interdit toute mesure de fluorescence paramétrique pompée électriquement.

Pour poursuivre l'aventure de la diode laser à photon jumeaux, il nous faut remédier à ce problème. Bien qu'il soit peut-être envisageable de trouver des méthodes de passivation des surfaces pour bloquer l'oxydation, nous avons préféré ici traiter la cause du problème plutôt que de chercher à en éliminer les symptômes. Ceci passe par un nouveau design de la structure qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Nouveau design

Ce chapitre résume les différents aspects et étapes du design d'une diode laser à photons jumeaux de deuxième génération, de la piste retenue aux prévisions de fonctionnement, en passant par l'obtention d'une structure optimisée. Le cahier des charges est le suivant : on souhaite concevoir un guide d'onde non linéaire robuste au sein duquel puisse se produire l'émission efficace de paires de photons à 1550 nm en accord de phase modal de type 2 avec un mode laser TE¹ à 775 nm injecté électriquement et oscillant dans le même guide d'onde. Les deux points-clés de ce design sont l'ingénierie des indices effectifs des trois modes guidés et l'obtention de l'oscillation laser sur le mode spatial de pompe de l'interaction non linéaire. Ces deux contraintes ayant tendance à orienter les structures dans deux directions opposées, il s'agira de trouver le meilleur compromis entre les deux.

3.1 Pistes explorées

Deux choix se présentent pour modifier la structure prototype : on peut conserver le mode spatial d'ordre 3 comme mode laser et changer de matériaux, en utilisant des semiconducteurs *Al-free*, ou bien continuer à utiliser uniquement de l'AlGaAs (avec un taux d'aluminium réduit) et changer de mode spatial pour le laser.

3.1.1 Matériaux "Al-free"

La première solution semble a priori demander le moins de modifications, la forme générale de la structure pouvant rester la même puisqu'on ne change pas les modes guidés, et c'est

1. On pourrait bien entendu envisager des accords de phase de type 1 ou 0 mais cela nécessiterait un mode laser polarisé TM et donc l'emploi de puits quantiques contraints. Nous avons préféré nous restreindre dans cette thèse à une interaction de type 2, sachant qu'il restera de nombreuses possibilités à explorer une fois cette démonstration de principe achevée.

donc tout naturellement ce que nous l'avons explorée en premier lieu. Le principal matériau à changer, comme nous l'avons vu, est l' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ de la gaine, les autres alliages d' AlGaAs étant relativement robustes jusqu'à environ 80% d'aluminium. Notons que, la structure ayant été bien optimisée à l'époque, toute tentative de ramener la gaine sous les 80% d'aluminium (ou même 85%) ne donne aucun résultat intéressant : le mode d'ordre 3 devient alors très mal confiné et son oscillation laser compliquée voire impossible.

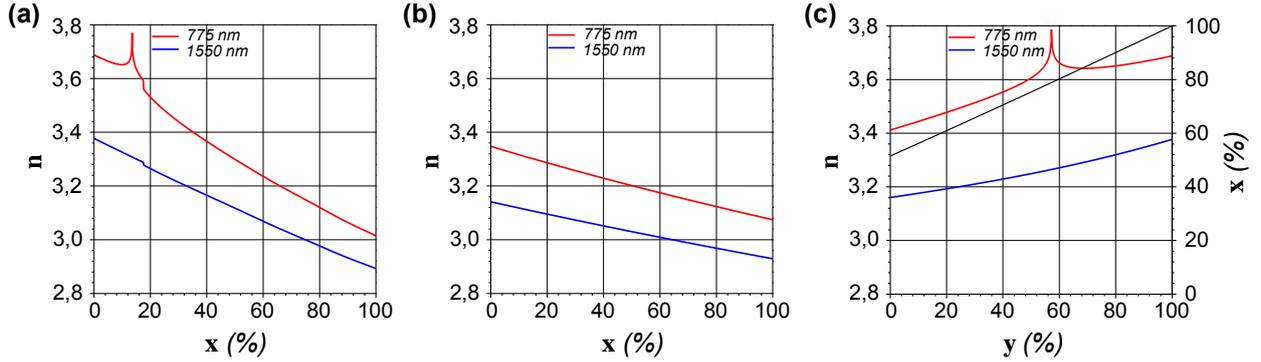


FIGURE 3.1: Indice de réfraction de matériaux accordés en maille avec le GaAs aux longueurs d'onde d'intérêt en fonction de la composition. (a) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; (b) $\text{Al}_{0,5x}\text{Ga}_{0,5(1-x)}\text{In}_{0,5}\text{P}$; (c) $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ (le taux de gallium x est tracé en trait plein noir).

La contrainte principale du choix des différents matériaux est la nécessité de l'accord de maille avec l' AlGaAs pour que la fabrication par épitaxie soit possible sans contraintes mécaniques ni dislocations. Nous avons envisagé l'emploi de deux quaternaires III-V : l' $\text{Al}_{0,5x}\text{Ga}_{0,5(1-x)}\text{In}_{0,5}\text{P}$, avec $0 < x < 1$ [62] pour remplacer l' AlGaAs à 94% et le $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, avec $0 < y < 1$ et $x = (0,215 + 0,190y)/(0,418 - 0,013y)$ [63, 64] pour remplacer l' AlGaAs à 50% et à 25% des couches de cœur. Ces matériaux sont accordés en maille avec GaAs mais la gamme d'indice de réfraction qu'ils couvrent est moins étendue que celle de l' AlGaAs (figure 3.1), ce qui complique l'optimisation de la structure.

Après une optimisation préliminaire, la meilleure structure obtenue est présentée en figure 3.2, avec une gaine "C" en $\text{Al}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$, un cœur externe "G" en $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$, un cœur interne "B" en $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ et un puits quantique en $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,89}\text{As}$. Elle présente un inconvénient majeur : les couches "G" nécessaires pour garantir l'oscillation laser sur le mode d'ordre 3 semblent requérir un taux d'aluminium de 19 à 20% au maximum pour remplir leur rôle, ce qui risque de causer des pertes par absorption du fait que le gap se rapproche alors dangereusement de 775 nm. L'alternative serait de les remplacer par du $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ mais le même problème d'absorption se présente dès que $y > 0,5$ et la dispersion d'indice entre le rouge et l'infrarouge est beaucoup plus importante avec ce matériau (figure 3.1), ce qui rend l'optimisation de la structure assez délicate.

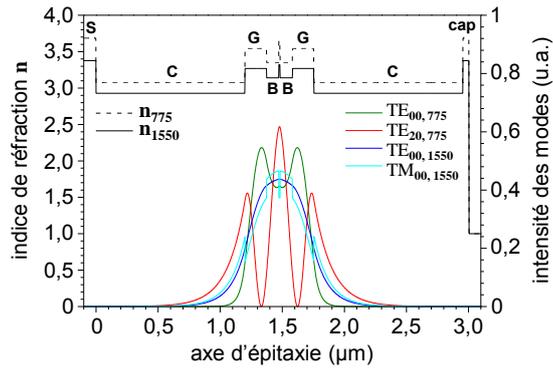


FIGURE 3.2: Profil d'indice et intensité des modes guidés dans la direction d'épitaxie d'une structure *Al-free* de diode à laser à photon jumeaux. "S" : substrat en GaAs, "C" : couche de gaine en $\text{Al}_{0,50}\text{In}_{0,50}\text{P}$ (confinement), "G" : couche de cœur externe en $\text{Ga}_{0,50}\text{In}_{0,50}\text{P}$ (exaltation du mode d'ordre 3 par rapport au mode fondamental), "B" : couche de cœur interne en $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (guidage), "cap" : casquette de protection en GaAs.

Le design semble donc assez critique avec ces matériaux, bien que certainement pas insurmontable, mais ce n'est pas le seul inconvénient de cette piste. En effet, à l'heure actuelle, les données disponibles sur ces matériaux, en termes d'indice de réfraction et de coefficient non linéaire, sont encore assez peu nombreuses et très incomplètes malgré l'intérêt qui leur est porté depuis quelques années pour améliorer les performances des diodes lasers [65]. Poursuivre dans cette piste impliquerait un développement technologique important pour bien calibrer les indices des structures épitaxiées. Notre collaboration avec Aristide Lemaître au LPN ayant déjà permis de raffiner cette calibration pour les échantillons en AlGaAs, nous avons préféré opter pour l'instant pour un nouveau design basé sur ce matériau.

3.1.2 Mode de Bragg

Dans la deuxième solution, l'idée est d'utiliser un autre mode spatial pour l'émission laser, en changeant la méthode de guidage mise en œuvre : on ne va plus faire appel à la réflexion totale interne pour le mode laser mais au guidage par bande interdite photonique. Il est en effet possible de guider un mode optique entre deux miroirs de Bragg plutôt qu'entre deux gaines homogènes [66] et c'est d'ailleurs le principe de fonctionnement de nombreux dispositifs optiques intégrés qui recourent aux cristaux photoniques [67, 68, 69]. Remarquons qu'en optique non linéaire ce type de guidage fait l'objet de recherches intensives dans le groupe de A.S. Helmy à Toronto depuis quelques années, avec la démonstration notamment de plusieurs structures de conversion de fréquence [70] et d'une diode laser à multipuits quantiques émettant autour de 900 nm [71]. L'avantage du guidage de Bragg est que l'indice de propagation du mode ne

dépend plus uniquement des matériaux employés mais plutôt de la géométrie de l'empilement de couches des miroirs. Ceci permet donc de relâcher la contrainte sur la composition des matériaux et d'aboutir à une structure performante tout en gardant des taux d'aluminium limités. Les modes à 1550 nm seront toujours guidés par réflexion totale interne sur les modes fondamentaux du guide pour faciliter leur couplage dans des fibres télécom monomodes.

3.2 Simulations numériques

Le design se déroule en trois étapes : on choisit en premier lieu la nature et les dimensions du puits quantique pour obtenir un gain laser à 775 nm . Il n'y a pas ici de grande différence avec la première génération de dispositifs puisque le puits est relativement insensible aux couches qui l'entourent, on conservera donc un puits en $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,89}\text{As}$ avec une largeur de $8,5\text{ nm}$ (équation 1.18), ce qui correspond à environ trente monocouches. Une fois le puits choisi, on doit déterminer l'épaisseur et la composition des différentes couches de la structure qui permettent à la fois l'accord de phase à la longueur d'onde d'émission du puits et un recouvrement du mode de Bragg à 775 nm avec le puits meilleur que celui du mode de réflexion totale interne. Enfin, il faut choisir un profil de dopage qui permette une bonne injection des porteurs dans le puits sans induire trop de pertes pour les modes à 1550 nm .

3.2.1 Structure épitaxiale

Pour le calcul des modes guidés, nous utilisons une résolution numérique 1D faisant appel aux méthodes de la matrice de transfert [72] ou de la matrice de diffusion [73, 74] à l'aide de programmes développés par l'équipe. Quelques simulations 2D seront présentées plus loin dans ce chapitre pour déterminer l'influence de la largeur finie des guides rubans mais nous verrons que le calcul 1D est largement suffisant pour cette phase de design.

La structure la plus simple de guide d'onde à miroirs de Bragg qu'on peut imaginer est constituée d'un cœur "C" - au milieu duquel se trouve le puits quantique "QW" - entouré de deux miroirs de Bragg, composés chacun de b bicouches de matériaux de haut indice "H" et de bas indice "B" : $(\text{BH})^b/\text{C}/\text{QW}/\text{C}/(\text{HB})^b$.

La composition des différentes couches est déterminée par les critères suivants :

- les couches de bas indice "B" ne doivent pas excéder un taux d'aluminium de 80% pour résister à l'oxydation,
- les couches de haut indice "H" doivent contenir au minimum 25% d'aluminium pour ne pas être absorbantes,
- l'écart d'indice entre les couches "H" et "B" doit être le plus grand possible pour limiter le nombre b de bicouches nécessaires à un bon confinement des modes,

– la couche de cœur "C" doit avoir un taux d'aluminium le plus petit possible pour avoir à la fois un coefficient non linéaire le plus grand possible [75, 76] pour une interaction non linéaire efficace et un indice de cœur le plus grand possible afin de bien confiner les modes de réflexion totale interne à 1550 nm^2 . Cet indice ne doit pas non plus être trop grand au risque de trop bien confiner le mode de réflexion totale interne à 775 nm sur les puits. Nous avons choisi $x_B = 80\%$ pour les couches de bas indice et $x_H = 25\%$ pour les couches de haut indice des miroirs, ce qui nous permet d'avoir le plus grand contraste d'indice possible dans les limites énoncées ci-dessus. Le choix de la composition des couches de cœur ($x_C = 45\%$) est justifié dans la suite.

Une fois les compositions fixées, il faut déterminer les épaisseurs des différentes couches qui permettent le meilleur compromis entre le bon confinement des modes à 775 nm et à 1550 nm , la prédominance du mode de Bragg à 775 nm par rapport au mode fondamental guidé par réflexion totale interne au niveau du puits et une bonne efficacité non linéaire à 775 nm .

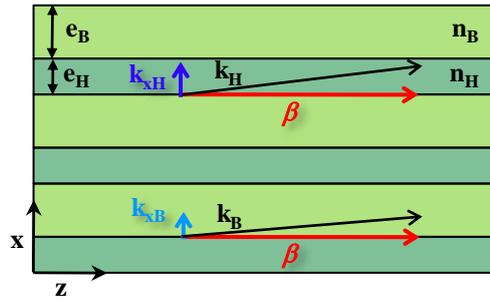


FIGURE 3.3: Géométrie et vecteurs d'onde d'un empilement de bicouches pour un miroir de Bragg.

Les épaisseurs e_H et e_B des couches "H" et "B" des miroirs de Bragg sont calculées pour que les couches soient quart d'onde pour le vecteur d'onde transverse k_x du mode de Bragg (figure 3.3) : $k_{xH} e_H = k_{xB} e_B = \pi/2$. Or $k_x = \sqrt{k^2 - \beta^2}$ (où k est le vecteur d'onde total et β est la constante de propagation du mode guidé), d'où l'expression de l'épaisseur :

$$e_{H,B} = \frac{\lambda}{4 \sqrt{n_{H,B}^2 - n_{eff}^2}} \quad (3.1)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode de Bragg guidé.

Compte tenu des valeurs typiques des indices effectifs des modes dans les structures à mode d'ordre 3, nous avons choisi $n_{eff} = 3,04$ comme point de départ de notre optimisation, ce

2. Il faut au moins que l'indice du cœur soit supérieur à l'indice moyen des miroirs de Bragg à 1550 nm pour que ces modes puissent exister.

qui donne : $e_H = 114 \text{ nm}$ et $e_B = 276 \text{ nm}$. Remarquons que le choix d'un indice effectif plus grand dégrade la prédominance du mode de Bragg sur le mode fondamental de réflexion totale interne au niveau du puits (figure 3.4 (a)). Un indice effectif plus petit entraîne une diminution de l'intégrale de recouvrement non linéaire à cause d'un confinement moins bon des modes à 1550 nm .

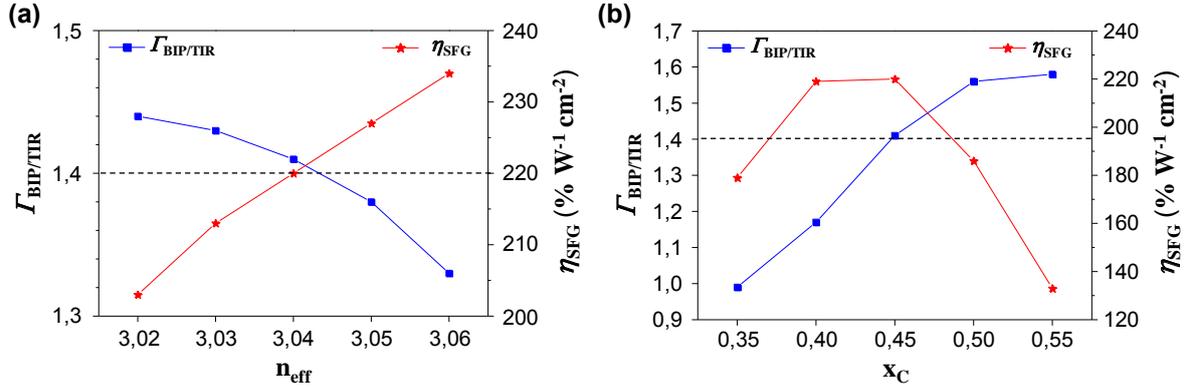


FIGURE 3.4: (a) Rapport $\Gamma_{BIP/TIR}$ entre les recouvrements du mode de Bragg et du mode fondamental avec le puits, et efficacité de SFG η_{SFG} en fonction de l'indice effectif n_{eff} , dans le cas d'un cœur à 45% d'aluminium. (b) $\Gamma_{BIP/TIR}$ et η_{SFG} en fonction de la composition x_C du cœur, dans le cas d'un indice effectif de 3,04. La valeur limite de 1,4 choisie pour $\Gamma_{BIP/TIR}$ est indiquée par la ligne en pointillés.

L'épaisseur du cœur est ensuite ajustée (en partant d'une épaisseur demi-onde pour le vecteur d'onde transverse) pour obtenir l'accord de phase à 775 nm , c'est à dire pour annuler $\Delta n = n_{BIP} - (n_{TE} + n_{TM})/2$, où n_{BIP} désigne l'indice effectif du mode de Bragg à 775 nm ³ et $n_{TE, TM}$ désigne l'indice effectif des modes fondamentaux à 1550 nm . On obtient ainsi $e_C = 347 \text{ nm}$. Avec ces valeurs, le mode de Bragg à 775 nm présente un recouvrement avec le puits 1,4 fois plus grand que celui du mode fondamental. Cette valeur permettait l'oscillation laser sur le mode d'ordre 3 pour la première génération d'échantillons et nous l'avons donc retenue comme valeur minimale pour ce nouveau design. Notons que si on diminue le taux d'aluminium du cœur (et qu'on réoptimise l'épaisseur e_C de la même façon), le mode fondamental à 775 nm prend de l'importance et il risque d'être difficile d'obtenir le mode laser voulu ; au contraire, si on augmente ce taux d'aluminium, la prédominance du mode de Bragg devient plus confortable mais le coefficient non linéaire diminue (figure 3.4 (b)).

Le dernier paramètre à calculer est le nombre de bicouches nécessaire pour les miroirs. C'est ce qui va déterminer le confinement des différents modes. En effet, si les valeurs des indices effectifs et le profil des modes varient assez peu avec le nombre de bicouches (on peut faire

3. Cet indice peut être légèrement différent de n_{eff} du fait de la couche de cœur.

toutes les optimisations que nous venons de décrire avec 3 à 4 bicouches), en revanche leur confinement en dépend fortement. En effet le modèle du miroir de Bragg quart d'onde fait l'hypothèse d'un empilement infini... Pour fixer le nombre de bicouches nécessaires, nous avons imposé que les pertes radiatives (calculées ici par la méthode décrite par A. Ghatak *et al.* [77]) soient négligeables devant les pertes de propagation typiques de guides en AlGaAs qui sont de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^{-1}$ à l'état de l'art. Cette condition est remplie à partir de 6 bicouches dans notre structure.

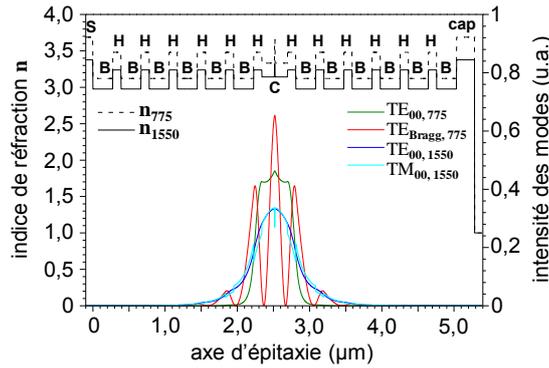


FIGURE 3.5: Profil d'indice et intensité des modes guidés dans la direction d'épitaxie d'une diode laser à photons jumeaux à miroirs de Bragg. "S" : substrat en GaAs, "H" : couches de haut indice en $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ (miroirs de Bragg), "B" : couches de haut indice en $\text{Al}_{0,80}\text{Ga}_{0,20}\text{As}$ (miroirs de Bragg), "C" : couche de cœur en $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ (guidage), "cap" : casquette de protection en GaAs.

La structure finale optimisée est présentée en figure 3.5. Les simulations font apparaître une intégrale de recouvrement non linéaire de $3,6 \times 10^{-6} \text{ V}^{-1}$, ce qui donne une efficacité prévisionnelle de somme de fréquence de $220\% \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les efficacités mesurées sur les échantillons de la première génération [61]. Nous pouvons en déduire l'efficacité de conversion paramétrique équivalente à l'aide de l'équation 1.17, sachant que la largeur spectrale à mi-hauteur des photons paramétriques est donnée en première approximation (si on néglige la dispersion de n_{TE} et n_{TM}) par⁴ :

$$\Delta\omega_{AP} = \frac{2,784 c}{L (n_{TE} - n_{TM})} \quad (3.2)$$

Pour une longueur de guide de $2,1 \text{ mm}$ ⁵, la largeur spectrale des photons est trop grande pour pouvoir négliger la dispersion. En tenant compte de cela, nous avons calculé numériquement

4. Cette équation se démontre facilement en cherchant la valeur de $\Delta\omega$ pour laquelle le désaccord de phase $\Delta k = \frac{1}{c}(n_{BIP} \omega_p - n_{TE}(\omega_p/2 - \Delta\omega/2) - n_{TM}(\omega_p/2 + \Delta\omega/2))$ donne $\text{sinc}^2(\frac{\Delta k L}{2}) = \frac{1}{2}$, avec $n_{BIP} = (n_{TE} + n_{TM})/2$.

5. Il s'agit de la longueur moyenne des guides utilisés. Le choix de cette longueur est justifié dans la section 3.2.3 de ce chapitre.

une largeur spectrale de l'ordre de 100 nm à dégénérescence. Nous estimons donc une efficacité de fluorescence paramétrique de l'ordre de 10^{-6} paires par photon de pompe.

3.2.2 Dopage

La phase de design optique achevée, il faut ensuite concevoir la structure électronique de la diode et en particulier le profil de dopage. Pour ce faire, nous nous sommes inspirés de ce qui avait été fait par le *III-V Lab* pour la première génération de dispositifs [60] : le dopage doit être graduel avec un fort dopage dans la partie externe de la gaine qui diminue au fur et à mesure qu'on se rapproche du cœur, intrinsèque. Ceci permet de limiter les pertes optiques d'absorption par porteurs libres sur les modes guidés tout en permettant une bonne injection du courant dans le puits. Du fait de la grande différence de composition des couches "H" et "B" des miroirs de Bragg, il existe une différence de gap entre ces couches qui peut gêner le passage des porteurs, on implémente donc des transitions graduelles sur environ 20 nm entre chaque couche pour faciliter le transport [78]. Enfin, on surdope la couche de casquette pour améliorer le contact électrique entre le semiconducteur et le métal de l'électrode.

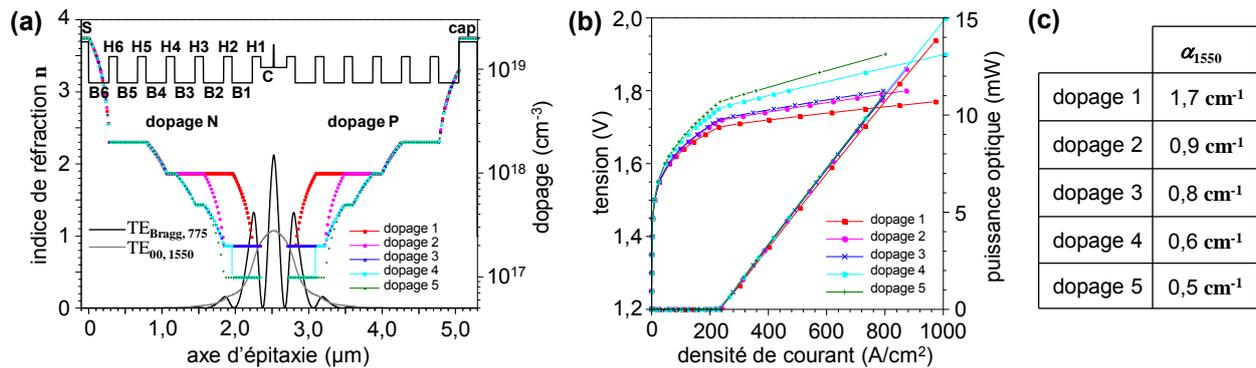


FIGURE 3.6: (a) Etude de cinq profils de dopage. Le profil d'indice et deux des modes guidés sont tracés pour mémoire. (b) Caractéristiques tension-courant et puissance-courant calculées pour ces cinq profils de dopage. Les valeurs absolues du courant et de la puissance optique sont indicatives, étant donnée la difficulté de connaître avec précision tous les paramètres : nous avons utilisé la base du *III-V Lab*. (c) Estimation des pertes par absorption des modes à 1550 nm induites par le dopage à partir des données citées dans le texte.

Nous avons effectué des simulations de transport électronique au moyen d'un programme du *III-V Lab* à Palaiseau. Elles nous ont permis d'étudier l'influence du profil de dopage sur le seuil laser et sur les recombinaisons hors du puits quantique qui peuvent se produire si le dopage n'est pas suffisant dans les couches proches du cœur. Les résultats de ces simulations sont présentés en figure 3.6 (b) : la densité de courant de seuil est relativement insensible au profil de dopage

tandis que la résistance électrique de la structure augmente quand on diminue le dopage (celle du dopage 4 est deux fois plus grande que celle du dopage 1, par exemple). Nous avons aussi pu vérifier que cette résistance diminue drastiquement avec l'ajout de transitions graduelles entre chaque couche. Les recombinaisons de porteurs hors du puits sont équivalentes pour ces cinq cas, elles sont principalement dues à la petite barrière de potentiel entre la dernière couche "H1" du miroir et le cœur intrinsèque. Il apparaît donc que le comportement électrique de la diode ne dépend pas de façon dramatique du profil de dopage choisi, nous pouvons donc choisir celui-ci en fonction des pertes optiques induites sur les modes à 1550 nm.

La détermination de ces pertes est assez difficile car il existe peu de données sur l'absorption du GaAs dopé dans l'infrarouge et quasiment aucune sur l'AlGaAs. Nous avons utilisé les quelques données expérimentales [79, 80] et les modèles [81, 82] disponibles sur le GaAs en les transposant à l'AlGaAs pour pouvoir comparer nos différents profils de dopage bien que les valeurs absolues des pertes calculées (3.6 (c)) ne soient que des estimations qui devront être vérifiées par la mesure. Les pertes obtenues étant assez semblables pour les deux derniers dopages, nous avons retenu le dopage 4, un peu meilleur du point de vue du transport électronique, pour notre structure.

3.2.3 Seuil laser

Lors du design optique de la structure, pour assurer l'oscillation laser sur le mode de Bragg, nous avons cherché à garantir une intégrale de recouvrement avec le puits quantique plus grande pour ce mode que pour le mode fondamental. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 1 (équation 1.19), le seuil laser dépend non seulement de ce recouvrement mais aussi des pertes de propagation et de la réflectivité modale des facettes.

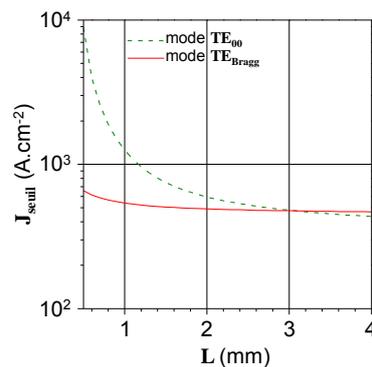


FIGURE 3.7: Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la longueur L de la diode laser pour les deux modes en concurrence. Le mode de Bragg atteindra le seuil laser en premier pour des échantillons courts, inférieurs à 3 mm.

La réflectivité modale des facettes à 775 nm est calculée à l'aide d'un programme 2D de FDFD (*Finite Difference Frequency Domain*) développé dans notre équipe : $R(TE_{00}) = 30\%$ et $R(TE_{Bragg}) = 79\%$. La réflectivité modale du mode de Bragg est nettement plus grande que celle du mode fondamental, ce qui favorise l'oscillation du premier par rapport au deuxième. Nous avons également calculé les pertes de propagation α_{opt} de ces deux modes à l'aide du modèle de Drude [44] :

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{r0}(\omega) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \omega \gamma} \right) \quad (3.3)$$

avec ϵ_r la constante diélectrique du semiconducteur dopé, ϵ_{r0} la constante diélectrique du semiconducteur intrinsèque, ω la pulsation de la lumière, $\omega_p = \sqrt{\frac{N q^2}{\epsilon_0 \epsilon_{r0} m^*}}$ la pulsation plasma pour un dopage volumique N (m^* est la masse effective des électrons de conduction dans le cas d'un dopage N et celle des trous pour un dopage P) et γ l'inverse du temps de collision.

On en déduit l'indice de réfraction $n_{opt} = \text{Re}(\sqrt{\epsilon_r})$ et le coefficient d'absorption du semiconducteur dopé $\kappa_{opt} = \text{Im}(\sqrt{\epsilon_r})$, d'où les pertes de propagation à la pulsation laser $\alpha_{opt} = 2 \frac{\omega_{laser}}{c} \kappa_{opt}$. Avec ces données, nous avons alors pu calculer l'indice effectif et les pertes de propagation modales en présence de dopage, à l'aide du module *RF* du logiciel *Comsol* : $\alpha_{opt}(TE_{00}) = 0,05 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_{opt}(TE_{Bragg}) = 5,6 \text{ cm}^{-1}$. A ces pertes dues au dopage, il faut ajouter les pertes de propagation des échantillons réels dues aux rugosités des interfaces et des flancs des guides, typiquement $0,4 \text{ cm}^{-1}$ à ces longueurs d'ondes, soit $\alpha_{opt}(TE_{00}) = 0,4 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_{opt}(TE_{Bragg}) = 6 \text{ cm}^{-1}$.

Grâce à ces valeurs, nous pouvons calculer l'évolution de la densité de courant de seuil J_{seuil} en fonction de la longueur L du guide pour chaque mode (figure 3.7) : le mode de Bragg oscillera bien pour des échantillons courts mais dès que ceux-ci mesureront plus de 2 à 3 mm de long, les pertes de propagation l'emporteront sur les pertes miroirs et c'est le mode fondamental qui oscillera. On devra donc veiller à utiliser des échantillons courts pour avoir l'émission laser sur le bon mode spatial.

3.3 Tolérances de fabrication et accordabilité

Afin de prendre en compte les différences entre la structure nominale et les dispositifs épitaxiés en termes d'épaisseur et de composition des différentes couches, nous avons évalué l'effet de ces différences éventuelles sur les longueurs d'onde laser et d'accord de phase. La longueur d'onde d'accord de phase varie de $3,3 \text{ nm}$ par % d'erreur sur les épaisseurs et de $-2,0 \text{ nm}$ par % d'erreur sur le taux d'aluminium. Du point de vue de l'émission laser, la variation de la longueur d'onde de résonance du puits atteint 7 nm par % d'erreur sur le taux d'aluminium mais est inférieure à $0,1 \text{ nm}$ par % d'erreur sur les épaisseurs.

Compte tenu de la précision de l'épitaxie sur un bâti de MBE dédié à la recherche (1 à 2%), on doit donc s'attendre à une différence possible de 5 à 10 nm entre les longueurs d'onde d'accord

de phase nominale et réelle, ainsi qu'entre les longueurs d'onde laser nominale et réelle. Cette différence n'est pas négligeable pour atteindre le point de fonctionnement de l'échantillon ; il nous faut donc un moyen de la contrôler pour espérer la génération de paires par fluorescence paramétrique. Deux paramètres sont susceptibles de résoudre ce problème : la température de fonctionnement et la largeur des guides ruban.

3.3.1 Température

La température agit différemment sur les deux longueurs d'onde caractéristiques de notre dispositif : les indices optiques évoluent avec la température, ce qui entraîne une variation de la longueur d'onde d'accord de phase avec une pente de $0,064 \text{ nm}/K$, tandis que la longueur d'onde d'émission laser évolue comme le gap du matériau qui compose le puits (équation 1.18) : $0,22 \text{ nm}/K$. Les deux pentes étant très différentes, il existe une température de fonctionnement où les deux longueurs d'onde sont accordées (voir figure 3.8 (a)).

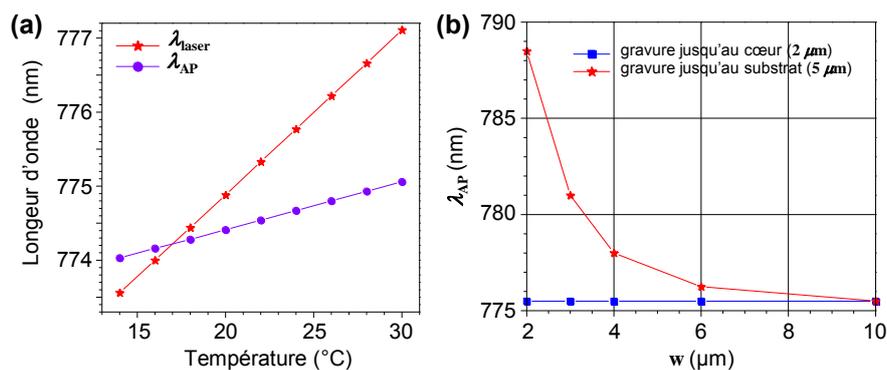


FIGURE 3.8: (a) Simulations de l'évolution des longueurs d'onde laser et d'accord de phase en fonction de la température pour la structure nominale. (b) Longueur d'onde d'accord de phase simulée en fonction de la largeur du guide ruban pour deux profondeurs de gravure : sur $2 \mu\text{m}$ jusqu'au cœur (carrés bleus) et sur $5 \mu\text{m}$ jusqu'au substrat (étoiles rouges). Les lignes sont juste un guide pour les yeux.

3.3.2 Largeur du guide ruban

Un autre paramètre, à savoir la géométrie des guides d'onde ruban, peut aussi être envisagé pour accorder la longueur d'onde d'accord de phase. En effet, les simulations que nous avons présentées jusqu'ici ont été effectuées dans une géométrie 1D avec un guide d'onde plan, infini dans la direction latérale et ne prennent pas en compte le confinement transverse par l'air de part et d'autre du ruban. Nous avons effectué des simulations 2D en éléments finis à l'aide

du module RF du logiciel *Comsol* pour étudier l'influence de la largeur du ruban et de la profondeur de gravure.

Les résultats sont présentés en figure 3.8 (b) : il y a bien un effet de confinement sur la longueur d'onde d'accord de phase si la structure épitaxiée est entièrement gravée jusqu'au substrat. On pourra ainsi augmenter la longueur d'onde d'accord de phase en rétrécissant les rubans. Toutefois, si cette profondeur de gravure est acceptable pour une structure passive pompée optiquement, elle n'est pas souhaitable en présence d'un puits quantique. En effet, la gravure du puits entraînerait des défauts de surface et donc des recombinaisons parasites de porteurs, au détriment du seuil et de l'efficacité laser. C'est pourquoi on utilise des guides d'onde enterrés pour les diodes laser. Or, si on ne grave la structure que sur le miroir de Bragg supérieur, l'influence de la largeur du ruban devient insignifiante : tout se passe comme si le guide était planaire dans ce cas. Pour la diode à photon jumeaux, il ne sera donc pas possible de jouer sur la géométrie du guide pour modifier la longueur d'onde d'accord de phase.

Chapitre 4

Fabrication des dispositifs

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes étapes permettant la fabrication des diodes laser à photons jumeaux. Nous bénéficions ici de la grande maturité de la technologie des semiconducteurs III-V : toutes les techniques que nous utilisons ont été principalement développées pour l'industrie des diodes lasers. Les qualités optiques et électriques de nos dispositifs dépendent fortement des choix technologiques : une bonne structure peut donner de très mauvais résultats si certaines étapes de la fabrication sont mal soignées. Il est donc important de les présenter ici, en précisant les points les plus critiques.

4.1 Epitaxie

La première étape, l'épitaxie, consiste à faire croître l'empilement de couches d'AlGaAs de la structure sur un substrat de GaAs (un *wafer* de 2" de diamètre dans notre cas). Ce dépôt est réalisé par épitaxie par jet moléculaire (MBE) au *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN)* par Aristide Lemaître et Elisabeth Galopin. Cette technique a été préférée au dépôt organo-métallique en phase vapeur (MOCVD), également disponible au LPN, du fait d'un taux d'impuretés nettement plus faible en MBE et donc de pertes optiques plus faibles [83]. En contrepartie, la croissance MBE est nettement plus lente que la MOCVD (de l'ordre de $1 \mu\text{m}/h$ contre $10 \mu\text{m}/h$). Ainsi nos structures qui font de 5 à 6 μm d'épaisseur nécessitent environ six heures de croissance. A l'issue de cette croissance, l'épitaxieur acquiert un spectre de réflectométrie du multicouche à l'aide d'un FTIR (*Fourier Transform InfraRed spectrometer*) (cf. annexe A). Ce spectre nous permet de vérifier l'accord entre la structure nominale et la structure réelle. Dans notre cas, sur les quatre plaques fabriquées au LPN pendant ma thèse, nous avons pu constater un décalage systématique de l'ordre de 1,5 à 2,5% en épaisseur entre les structures réelles et nos simulations basées sur le modèle de Gehrsitz [84]. Nous n'avons pas pu déterminer l'origine exacte de cette différence, peut-être cela vient-il de la procédure de calibration du bâti ou du modèle d'indice utilisé. Le point important ici, comme

nous le verrons dans la suite de cette partie, est que connaissant ce décalage systématique, il est relativement facile d'adapter la fiche de croissance pour que la structure réelle corresponde à la structure souhaitée (cf. tableau en annexe A).

4.2 Fabrication des guides en salle blanche

Une fois la plaque épitaxiée, on en clive une partie sur laquelle nous allons définir des rubans pour assurer un confinement transverse dans les guides, déposer les contacts électriques qui permettront l'injection de courant dans les diodes et enfin couper des barrettes de guides de différentes longueurs avant de les coller sur leurs supports de test. Toutes ces étapes nécessitent de nombreux équipements disponibles dans la salle blanche du laboratoire *MPQ* inaugurée pendant ma thèse.

4.2.1 Gravure de guides rubans

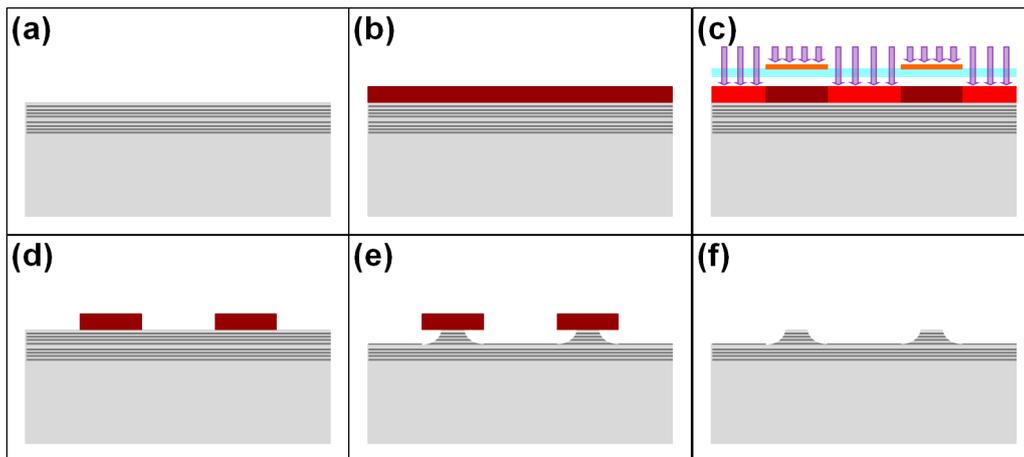


FIGURE 4.1: Différentes étapes de la gravure de guides d'onde rubans : (a) structure épitaxiée sur le substrat ; (b) enrésinement ; (c) insolation UV au travers d'un masque chromé ; (d) développement de la résine insolée ; (e) gravure humide ; (f) guides rubans obtenus.

La première étape est la définition et la gravure des guides rubans. Elle peut être réalisée par deux méthodes : une gravure chimique où l'échantillon est plongé dans un bain acide ou une gravure sèche (de type ICP- RIE : *Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*) qui consiste à bombarder l'échantillon avec un faisceau d'ions. Les deux méthodes ne sont pas équivalentes : la gravure chimique permet d'obtenir des flancs extrêmement lisses qui n'entraîneront donc pas ou peu de pertes de propagation tandis que la gravure RIE a tendance à produire des rugosités plus importantes, du moins en l'état actuel des optimisations dans notre salle blanche.

En revanche, la gravure sèche autorise l'obtention de flancs droits tandis que l'attaque acide donne le plus souvent des flancs courbes et des guides dont la largeur varie le long de la direction de croissance. L'expérience nous a montré qu'il était plus favorable pour nos applications d'avoir les pertes les plus faibles possibles, aussi avons nous choisi une technique de gravure humide dont nous décrivons ici les étapes (figure 4.1).

L'échantillon épitaxié (a) est d'abord recouvert d'une fine couche de résine photosensible (dont l'épaisseur doit être choisie en fonction de la hauteur de gravure souhaitée) (b), la résine est ensuite insolée au travers d'un masque métallique qui définit la largeur de guides (c)¹. Puis l'échantillon est plongé dans un bain de développeur qui permet de retirer sélectivement la résine (d). On plonge ensuite l'échantillon dans une solution acide qui va venir attaquer l'AlGaAs partout sauf sous les zones protégées par la résine (e). Il suffit alors de nettoyer la résine restante à l'acétone pour obtenir des guides rubans (f) dont la hauteur de gravure dépend du temps de trempage dans l'acide.

Notons que la hauteur de gravure doit être bien contrôlée dans le cas des dispositifs à puits quantique : la gravure doit être suffisamment profonde pour que les modes guidés soient bien confinés dans la direction transverse mais elle ne doit pas entamer le puits quantique. En effet, si le puits est gravé, des états de surface vont apparaître et ils risquent d'augmenter le temps de vie non radiatif du puits au détriment du seuil laser. Typiquement, dans les structures de diodes que nous avons fabriquées au cours de cette thèse, le puits est situé environ $2,5 \mu\text{m}$ sous la surface et une gravure de $1,5$ à $2 \mu\text{m}$ de hauteur donne de bons résultats.

De nombreux acides permettent de graver le GaAs [85], ils ne sont pas tous équivalents ni tous adaptés à la gravure d'un multicouche d'AlGaAs. La "sauce" de gravure que nous avons utilisée est connue sous le nom de "BCK" : il s'agit d'un mélange en proportion égales d'acide bromique (HBr), de dichromate de potassium ($\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$), et d'acide acétique (CH_3COOH). Elle présente l'avantage de graver à la même vitesse tous les alliages d'AlGaAs, quelle que soit leur composition en aluminium, et de graver indifféremment dans les deux directions de guidage possibles (011) et (01 $\bar{1}$). Ce n'est pas le cas d'autres sauces comme l'acide fluorhydrique (HF) qui est utilisé par exemple pour fabriquer des guides suspendus en GaAs [86] : avec le HF, la vitesse de gravure dépend fortement de la composition de l'AlGaAs.

Pour une structure en pompage optique, la fabrication s'arrête après cette étape. Il ne reste plus qu'à cliver une barrette de guides à la longueur souhaitée. Si l'échantillon est prévu pour fonctionner en pompage électrique, la fabrication continue avec l'isolation des guides d'une même barrette et le dépôt des contacts métalliques sur chaque guide.

1. En choisissant le masque, il ne faut pas oublier que l'acide va sous-graver la résine. Par exemple, pour obtenir des rubans de $4 \mu\text{m}$ de large gravés sur $2 \mu\text{m}$ de haut, il faut prévoir un masque avec des bandes opaques de $8 \mu\text{m}$ de large

4.2.2 Dépôt de l'isolant et des contacts métalliques

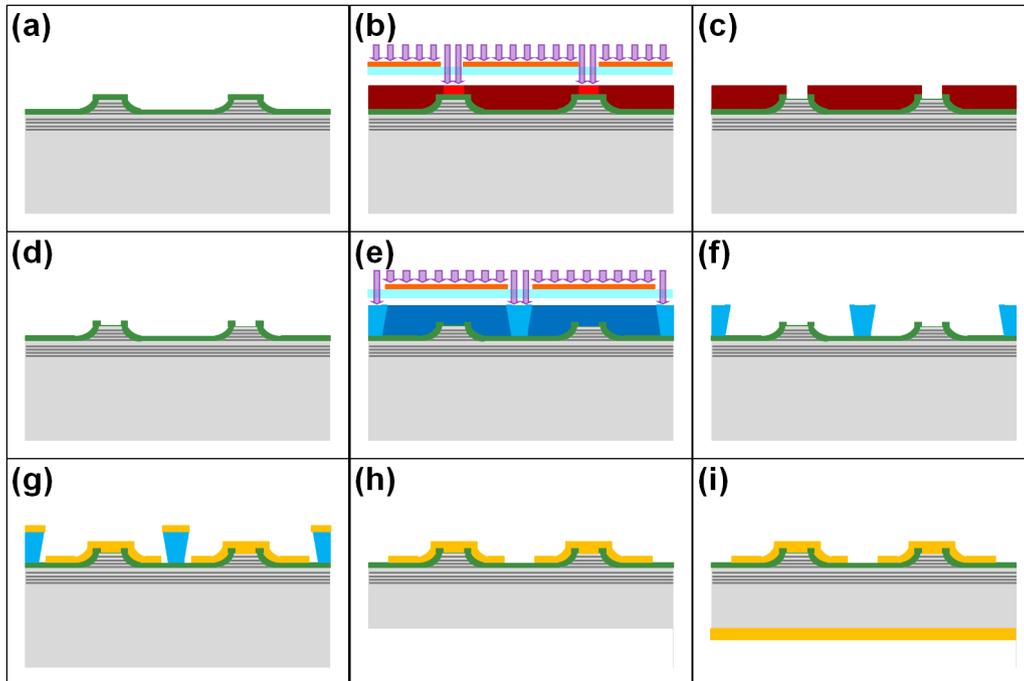


FIGURE 4.2: Etapes du dépôt de l'isolant et des contacts métalliques : (a) dépôt de SiN ; (b) enrésinement et insolation UV ; (c) développement de la résine insolée et gravure sèche pour l'ouverture du contact ; (d) nettoyage de la résine ; (e) enrésinement et insolation UV ; (f) développement de la résine ; (g) dépôt du contact P ; (h) amincissement du substrat après "lift-off" ; (i) dépôt du contact N.

Si l'échantillon est destiné à devenir une diode laser à injection électrique, il nous faut déposer des contacts métalliques sur la face arrière du substrat (contact de type N) et sur le haut du ruban (contact de type P). On doit aussi veiller à ce que le métal ne recouvre pas les flancs du ruban et, pour ce faire, toute la surface à l'exception du haut des guides sera recouverte par un isolant. Toutes ces étapes sont présentées en figure 4.2.

On commence par recouvrir toute la surface de l'échantillon par 400 nm de nitrure de silicium (SiN) dans un bâti de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) (a). L'échantillon est ensuite enrésiné et insolé au travers d'un masque en verre chromé soigneusement aligné avec les guides d'onde (b). Une fois la résine développée, on vient ouvrir le contact au-dessus des rubans en gravant le SiN par RIE (c). Enfin on retire la résine restante à l'acétone (d). A l'issue de cette étape, toute la surface de l'échantillon à l'exception du sommet des rubans est isolée de la structure semiconductrice. On peut alors procéder au dépôt des contacts.

Comme les différents guides d'une même barrette doivent être isolés les uns des autres, il est nécessaire d'enrésiner à nouveau l'échantillon pour protéger l'isolant sur une largeur d'environ

100 μm entre chaque guide. La résine utilisée pour cette étape est une résine inversible et on doit donc commencer par une lithographie UV (e) pour insoler les zones où l'on souhaite que la résine reste. La résine est ensuite recuite, ce qui rend la partie déjà insolée résistante au développeur. Après une seconde insolation sans masque et un développement (f), la résine restante présente la particularité d'être plus étroite en bas qu'en haut ce qui permettra de la retirer plus facilement après le dépôt du métal. On vient ensuite déposer successivement 10 nm de titane puis 200 nm d'or dans un bâti de dépôt par évaporation (g). Remarquons que le contact Ti :Au n'est pas un contact ohmique à proprement parler mais la dernière couche (casquette) de la structure a été volontairement surdopée P à $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ lors de la croissance, ce qui suffit à assurer un contact de résistance raisonnablement faible avec le métal [87]. Il s'agit ensuite de retirer la résine par la technique du "lift-off" : on commence par laisser tremper l'échantillon dans l'acétone puis on évacue les résidus de métal à l'aide d'une seringue remplie d'acétone. Tout l'intérêt de la résine négative ici est que, du fait de la forme de ses flancs, il n'y a pas de métal déposé sur ceux-ci et l'acétone peut donc atteindre plus facilement la résine et la dissoudre.

Ensuite, on amincit chimiquement le substrat (h) dans un mélange d'acide sulfurique, d'eau oxygénée et d'eau $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (1 : 8 : 1) pour atteindre une épaisseur d'environ 300 μm . Cela permet un clivage plus facile des barrettes par la suite. On dépose alors le contact arrière dans le bâti d'évaporation (i) : il s'agit d'un empilement de 10 nm de nickel, 60 nm de germanium, 120 nm d'or, 20 nm de nickel et 200 nm d'or. Enfin l'échantillon subit un recuit rapide (400°C pendant 1 minute) pour permettre aux atomes de germanium de migrer dans le substrat dopé N, créant ainsi une zone surdopée N en surface et un contact ohmique entre le semiconducteur et le métal [87].

4.2.3 Installation des échantillons sur les supports de test

Après les étapes que nous venons de décrire, l'échantillon est clivé en barrettes de différentes longueurs comportant typiquement une dizaine de guides chacune. Il s'agit ensuite de coller ces barrettes sur le support de test. Ces supports sont fabriqués en cuivre pour assurer une bonne conduction thermique entre l'échantillon et le module Peltier que nous utilisons pour réguler la température des diodes testées. Le cuivre s'oxydant à l'air, on recouvre la surface du support destinée à accueillir la barrette par un dépôt de Ti :Au dans le bâti d'évaporation. Cela permettra au courant de circuler facilement entre le dessous de la barrette et la pointe de masse posée sur la surface du support. Les barrettes sont ensuite collées avec de la laque d'argent sur les supports. Une fois la laque d'argent sèche, on vient poser la pointe de masse sur l'or à côté de la barrette et la pointe de tension sur la barrette, à côté du guide ruban que l'on veut étudier.

4.3 Test de la qualité des contacts

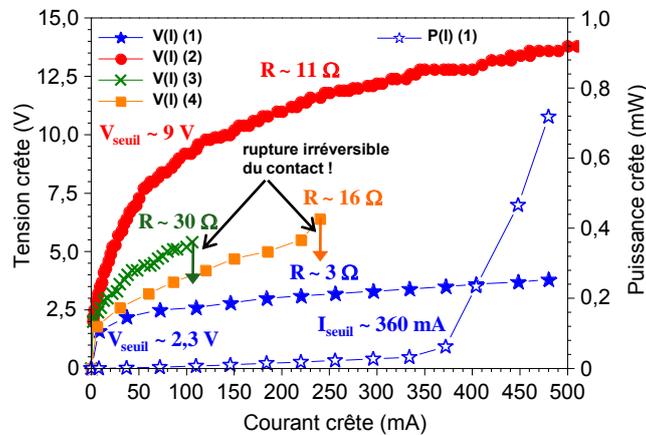
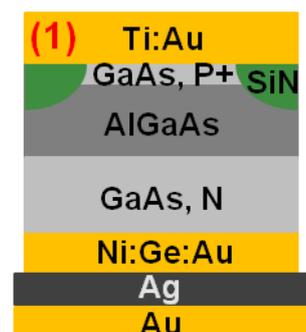


FIGURE 4.3: Caractéristiques courant-tension pour quatre séries d'échantillons : (1) bon échantillon laser, sa caractéristique puissance-tension (avec un seuil laser de l'ordre de 360 mA) est aussi représentée ; (2) échantillon sans contact ohmique en face arrière (côté N) ; (3) échantillon dont les contacts P et N ont été inversés ; (4) échantillon sans contact ohmique côté P. Pour chaque échantillon, la résistance R en régime passant est précisée.

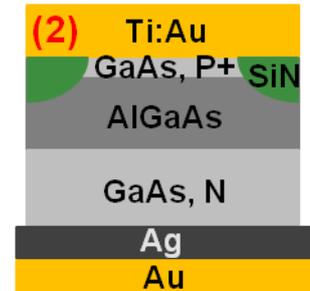
Comme nous le disions en introduction de ce chapitre, si une étape de la fabrication s'est mal déroulée, il se peut qu'une bonne structure épitaxiée donne une mauvaise diode laser. Les principales sources de mauvais fonctionnement sont de mauvais contacts métalliques P et N. Nous présentons en figure 4.3 quelques caractéristiques courant-tension et courant-puissance mesurées sur quatre séries d'échantillons. Ces quatre séries sont décrites ci-après, à l'aide d'un schéma en coupe de la structure vue de la facette. La première montre les contacts auxquels nous avons abouti après avoir essayé les autres et constaté leurs mauvais résultats. Il faut préciser qu'il s'agit des premières diodes lasers bipolaires fabriquées dans la salle blanche de *MPQ* ; aucun développement technologique pour ces dispositifs n'avait été fait jusqu'à cette thèse.

Le premier exemple (1) montre les caractéristiques typiques d'un échantillon fonctionnant normalement, fabriqué en respectant toutes les étapes que nous avons décrites dans ce chapitre. Il nous sert de point de comparaison pour les exemples de mauvaise fabrication. Il présente bien la caractéristique courant-tension d'une jonction P-N avec une résistance série faible (de 2 à $4\ \Omega$). Sa tension de seuil (de l'ordre de 2 à $2,5\text{ V}$) est légèrement plus élevée que la tension correspondant au gap du puits ($1,6\text{ eV}$), ce qui est probablement dû au contact P. Elle

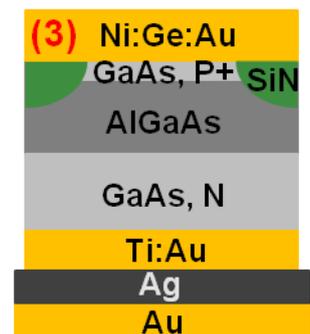


pourrait être diminuée en déposant un contact ohmique à la place de Ti :Au mais, comme elle n'empêche pas le bon fonctionnement de la diode laser, nous n'avons pas particulièrement cherché à améliorer ce contact. Sur ce type d'échantillon, on observe bien un effet laser comme on le verra dans le chapitre 6.

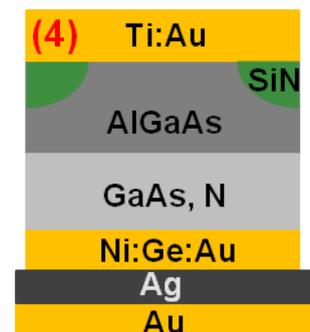
L'exemple (2) illustre bien l'intérêt du contact ohmique en face arrière. Cette série d'échantillons diffère de la précédente uniquement par l'absence de dépôt de métal sur le substrat N : le GaAs est directement en contact avec la laque d'argent. La caractéristique courant-tension est toujours celle d'une diode mais la résistance série ainsi que la tension de seuil sont trois à quatre fois plus élevées que pour le cas (1). Ceci est dû à la grande différence d'énergie entre les bandes de conduction du GaAs et du métal. Tout l'intérêt du dépôt de Ni :Ge :Au est de surdoper cette interface afin que les électrons puissent passer par effet tunnel du métal au semiconducteur. L'absence du contact N empêche d'atteindre le seuil laser bien que l'échantillon supporte de fortes puissances électriques sans claquage.



Dans l'exemple (3), les contacts N et P ont été inversés : on a déposé Ti :Au en face arrière et Ni :Ge :Au sur le dessus. Ceci augmente fortement la résistance série de la diode, malgré une tension de seuil comparable au cas (1), et l'échantillon casse rapidement : dès 100 mA (voire moins) le contact se rompt de façon irréversible. C'est probablement le contact entre la casquette de GaAs surdopé P et le Ni :Ge :Au qui casse : on augmente la petite différence de potentiel existant entre l'or et le GaAs fortement dopé P en insérant un dopage N entre les deux. Cet exemple peut sembler assez étrange mais nous avons choisi de le conserver ici pour la ressemblance de sa caractéristique avec celle du défaut du cas (4).



Dans le dernier exemple (4), on a une structure identique au cas (1) à l'exception de l'absence de la casquette de GaAs surdopé P au-dessus du multicouche d'AlGaAs. Cette situation peut se présenter si jamais, lors de la fabrication, une des étapes de décapage (elles sont très nombreuses !) ronge très fortement la casquette. Dans ce cas, on observe un comportement électrique similaire à une inversion des contacts : la résistance série est élevée et la diode casse rapidement, la encore de manière irréversible.



Cette section conclut le chapitre consacré à la fabrication des échantillons. Dans les deux chapitres suivants, on s'intéresse successivement à trois générations d'échantillons en ne présentant que les résultats des fabrications réussies. La première structure

(ABQ71) est une structure test sans puits ni dopage qui a permis de valider l'accord de phase modal. La seconde (B3R151) est identique à la précédente mais comporte un puits et du dopage, elle a permis la validation de l'émission laser sur le mode de Bragg et l'accord de phase modal en présence de dopage. La troisième structure (C4T46) est une variation de B3R151 tenant compte du décalage systématique entre nos simulations et les plaques épitaxiées et devrait permettre l'émission de paires de photons infrarouge en pompage électrique.

Chapitre 5

Echantillon passif témoin

Avant de fabriquer un échantillon actif de diode laser, nous avons voulu valider notre schéma d'accord de phase à mode de Bragg et estimer son efficacité de conversion non linéaire. Nous avons donc d'abord fait fabriquer un échantillon passif : ABQ71. Sa structure est la même que celle de la figure 3.3 (b) mais le puits quantique a été remplacé par une couche à 45% d'aluminium comme le cœur, et elle ne comporte ni transitions graduelles ni dopage. La fiche de croissance détaillée est donnée en annexe A. Les guides étudiés dans ce chapitre sont gravés jusqu'au substrat et mesurent environ $5 \mu\text{m}$ de large au niveau du cœur (voir figure 1.2).

5.1 Génération de seconde harmonique

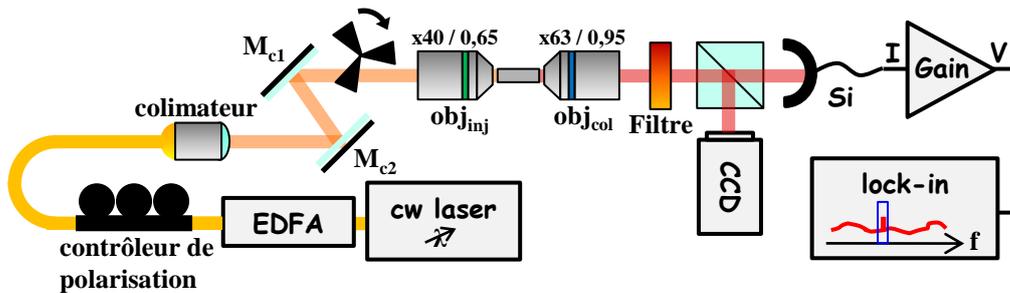


FIGURE 5.1: Montage utilisé pour l'expérience de SHG. Voir le texte pour le rôle des différents éléments. cw laser : laser continu accordable, EDFA : amplificateur à erbium, Filtre : filtre passe-bas, CCD : caméra CCD, Si : photodiode silicium, Gain : amplificateur transimpédance, lock-in : détection synchrone.

Avec cet échantillon, nous avons mis en œuvre une expérience de génération de seconde harmonique (SHG). Le schéma du montage est présenté en figure 5.1 : on utilise un laser continu, accordable sans saut de mode entre 1500 et 1600 nm (*TUNICS*), amplifié par un

amplificateur à erbium et polarisé à 45° afin d'injecter dans le guide les modes TE et TM nécessaires à notre accord de phase de type 2. En sortie du guide, on peut mesurer la puissance de seconde harmonique générée à l'aide d'une photodiode silicium et d'une détection synchrone, ou observer la forme du mode spatial de seconde harmonique sur une caméra CCD silicium. Un filtre passe-bas de longueur d'onde de coupure 900 nm peut éventuellement être utilisé pour atténuer l'infrarouge des modes fondamentaux incidents sur la photodiode.

Les résultats obtenus sur le meilleur guide sont présentés en figure 5.2. La plupart des guides testés sur cette plaque montrent un pic de seconde harmonique autour de 765 nm à température ambiante, comme en témoigne l'évolution quadratique de la puissance en sortie en fonction de la puissance injectée dans l'infrarouge. Remarquons que l'écart entre les longueurs d'onde d'accord de phase réelle et nominale ($769,7\text{ nm}$) est de l'ordre de 4 à 5 nm , ce qui correspond à environ 1,5% d'erreur sur les épaisseurs ou les compositions et est conforme aux prévisions du chapitre 3. La mesure de la polarisation en sortie montre qu'il s'agit bien d'un mode TE et donc de l'interaction de type 2 souhaitée. Enfin, la forme spatiale du mode de SHG observé à la caméra CCD est bien celle du mode de Bragg prévu par les simulations numériques 2D effectuées sur la structure en FDFD. L'accord de phase est donc validé.

On peut remarquer que la longueur d'onde d'accord de phase augmente légèrement avec la puissance injectée, du fait d'une élévation de la température interne du guide et donc de la variation des indices effectifs. On peut voir également que l'efficacité semble diminuer légèrement pour des puissances en entrée supérieures à 5 mW mais cela peut être simplement dû à une instabilité du couplage due à l'élévation importante de température du guide plutôt qu'à un effet de saturation. En effet, nous avons constaté que l'alignement se dégrade rapidement lors de l'utilisation de telles puissances.

5.2 Pertes de propagation

Les pertes de propagation à 1530 nm ont été mesurées à l'aide de la méthode des franges Fabry-Perot [88], en utilisant les valeurs de réflectivité calculées par FDFD : $R_{TE} = 27\%$ et $R_{TM} = 24\%$. On trouve ainsi des pertes de $0,1$ à $0,2\text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond à l'état de l'art pour des guides en AlGaAs : 6 bicouches suffisent bien pour le confinement des deux modes infrarouges. Notons que ces pertes sont plus faibles d'un ordre de grandeur que celles mesurées dans des structures similaires à miroirs de Bragg fabriquées à Toronto [70].

La mesure précise des pertes du mode de Bragg n'a pas été possible faute d'un laser accordable sans saut de mode à 765 nm et d'un moyen d'injecter uniquement le mode de Bragg dans le guide. Cependant plusieurs éléments semblent indiquer que ces pertes aussi sont faibles : les spectres de SHG ne montrent aucun élargissement par rapport aux $0,5\text{ nm}$ à mi-hauteur prévus par nos simulations pour le guide de $2,1\text{ mm}$ de long étudié, les franges Fabry-Perot de ces

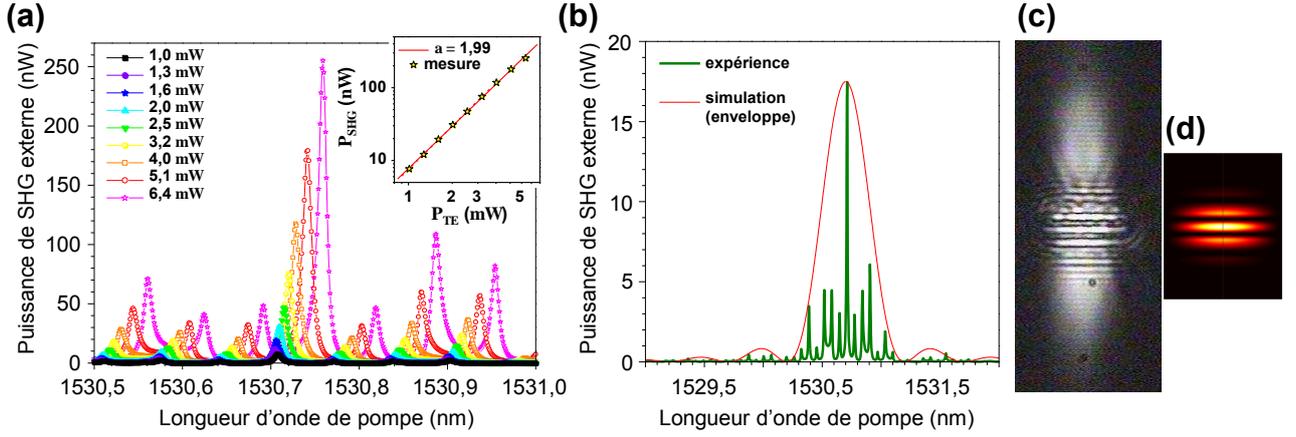


FIGURE 5.2: Résultats de l'expérience de SHG sur un guide de 2,1 mm de long. (a) Spectres de seconde harmonique obtenus pour différentes puissances P_{TE}^{ext} injectées sur le mode TE infrarouge. En encart : puissance de seconde harmonique en fonction de la puissance sur le mode TE infrarouge et ajustement $P_{SHG}^{ext} \propto (P_{TE}^{ext})^a$. (b) Spectre expérimental pour une puissance $P_{TE}^{ext} = 1,6$ mW et spectre simulé sans pertes ni cavité (enveloppe) : les lobes secondaires du sinus cardinal sont visibles sur le spectre expérimental. (c) Image CCD du champ proche de SHG sur la facette de sortie du guide (les lobes extrêmes apparaissent défocalisés du fait de la courbure de champ de l'objectif). (d) Simulation 2D du champ proche du mode de Bragg pour cette structure.

mêmes spectres présentent des battements entre l'intervalle spectral libre de l'infrarouge et du rouge et les lobes secondaires du sinus cardinal sont visibles (figure 5.2 (b)). Les pertes de ce modes sont donc faibles également, comme attendu.

5.3 Efficacité de conversion

L'ajustement des données expérimentales avec la formule 1.12 établie au chapitre 1 pour estimer l'efficacité de conversion n'est pas simple à cause des déphasages entre les trois systèmes de franges Fabry-Perot. Nous avons donc pris pour chaque spectre obtenu (figure 5.2 (a)) la valeur maximale de la frange de plus grande amplitude comme valeur de puissance maximale de SHG, en y soustrayant le bruit de fond. L'efficacité de conversion normalisée s'exprime comme :

$$\eta_{exp} = \frac{P_{SHG}^{ext}}{P_{TE}^{ext} P_{TM}^{ext} L^2} \quad (5.1)$$

où P_{SHG}^{ext} est la puissance de SHG en sortie du guide (juste après la facette), P_{TE}^{ext} et P_{TM}^{ext} sont les puissances de pompe infrarouges TE et TM injectées dans le guide (juste avant la facette) et L est la longueur du guide.

P_{SHG}^{ext} s'exprime en fonction de la tension mesurée sur la détection synchrone ($U_{lock-in}$) par :

$$P_{SHG}^{ext} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{U_{lock-in}}{G_{ampli} \eta_{phot} \eta_{filtre} \eta_{obj_col}} \quad (5.2)$$

où $G_{ampli} = 10^8 V A^{-1}$ est le gain de l'amplificateur courant-tension, $\eta_{phot} = 0,5 A W^{-1}$ est l'efficacité de détection de la photodiode silicium, $\eta_{filtre} = 85\%$ est la transmission du filtre passe-bas et $\eta_{obj_col} = 70\%$ est la transmission de l'objectif $\times 63$ de collection.

$P_{TE,TM}^{ext}$ s'exprime en fonction de la puissance infrarouge à 45° mesurée avant l'objectif d'injection (P_{in}), par :

$$P_{TE,TM}^{ext} = \frac{P_{in}}{2} \eta_{obj_inj} F_{mode} \quad (5.3)$$

où $\eta_{obj_inj} = 70\%$ est la transmission de l'objectif $\times 40$ d'injection et $F_{mode} = 31\%$ est le facteur de recouvrement entre la tache d'Airy au foyer de l'objectif et le mode guidé.

Par exemple, en utilisant le spectre correspondant à $P_{TE}^{ext} = 4,0 mW$ sur la figure 5.2 (a), on a $P_{TM}^{ext} = 4,0 mW$, $L = 2,1 mm$ et $P_{SHG}^{ext} = 118 nW$, d'où $\eta_{exp} = 17\% W^{-1} cm^{-2}$. Cette valeur est un ordre de grandeur plus faible que l'efficacité estimée numériquement au chapitre 3 mais cela peut être dû aux effets de cavité Fabry-Perot. Nous remarquons cependant que l'efficacité mesurée est comparable à ce qui est reporté dans la littérature pour des guides en AlGaAs avec un accord de phase modal [61, 70].

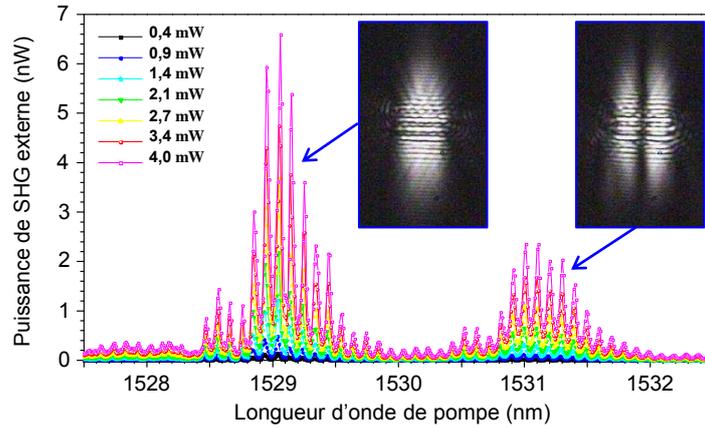


FIGURE 5.3: Spectres de SHG obtenus pour différentes puissances P_{TE}^{ext} injectées sur le mode TE infrarouge, avec un guide de 4 mm de long. Les images du champ proche des différents modes latéraux observés avec une caméra CCD sont présentées à côté de la résonance de SHG correspondante.

5.4 Effets multimodes transverse

Nous signalons que sur un autre échantillon, nous avons pu observer deux pics distincts sur les spectres (voire même trois pics sur certains guides). Il s'agit en fait des résonances d'accord de phase des différents modes transverses pouvant exister dans nos guides rubans larges de $5 \mu m$: du fait de leurs indices effectifs différents, la conversion ne se produit pas à la même longueur d'onde. Cette hypothèse est confirmée en observant le champ proche des modes de SHG générés pour chacune de ces résonances (figure 5.3). D'autre part, la mesure de la polarisation montre bien qu'il s'agit dans les deux cas d'une conversion de type 2, avec la SHG polarisée TE.

5.5 Autres accords de phase autorisés

Il est également possible de générer d'autres longueurs d'onde de SHG via deux autres types d'accord de phase : l'accord de type 1 où deux pompes TE dans l'infrarouge donnent une seconde harmonique sur le mode de Bragg TM dans le rouge, ou encore l'accord de type 0 où les trois champs sont polarisés TM. Pour la fluorescence paramétrique dans la diode, ces interactions ne seront pas gênantes puisque la diode émettra un mode laser TE uniquement mais elles peuvent se manifester dans les expériences de SHG quand on injecte un faisceau polarisé à 45° . Notons qu'elles pourraient être intéressantes pour la source de paires de photons intégrée si on veut générer des paires intriquées en fréquence [89] plutôt qu'en polarisation. En effet, dans ce cas, il serait plus simple d'utiliser l'accord de phase de type 1. Les paires générées ne seraient pas polluées par les types 0 et 2 dont les paraboles d'accordabilité s'ouvrent bien avant la dégénérescence du type 1.

En figure 5.4 on a tracé les courbes d'accord de phase simulées pour les trois types d'interactions possibles pour l'échantillon passif ABQ71 (et pour la structure nominal active). Les trois longueurs d'onde de dégénérescence sont séparées d'environ $5 nm$ (et 6 à $7 nm$ pour la structure nominal active) et peuvent donc être facilement séparées sur les spectres de SHG. Remarquons que pour cet échantillon les types 0 et 1 ne sont pas aisément mesurables car situés hors de la bande d'amplification de l'erbium (1530 à $1570 nm$ environ). Nous verrons une mise en évidence expérimentale de ces types d'accord de phase pour l'échantillon C2T20 dans le chapitre suivant.

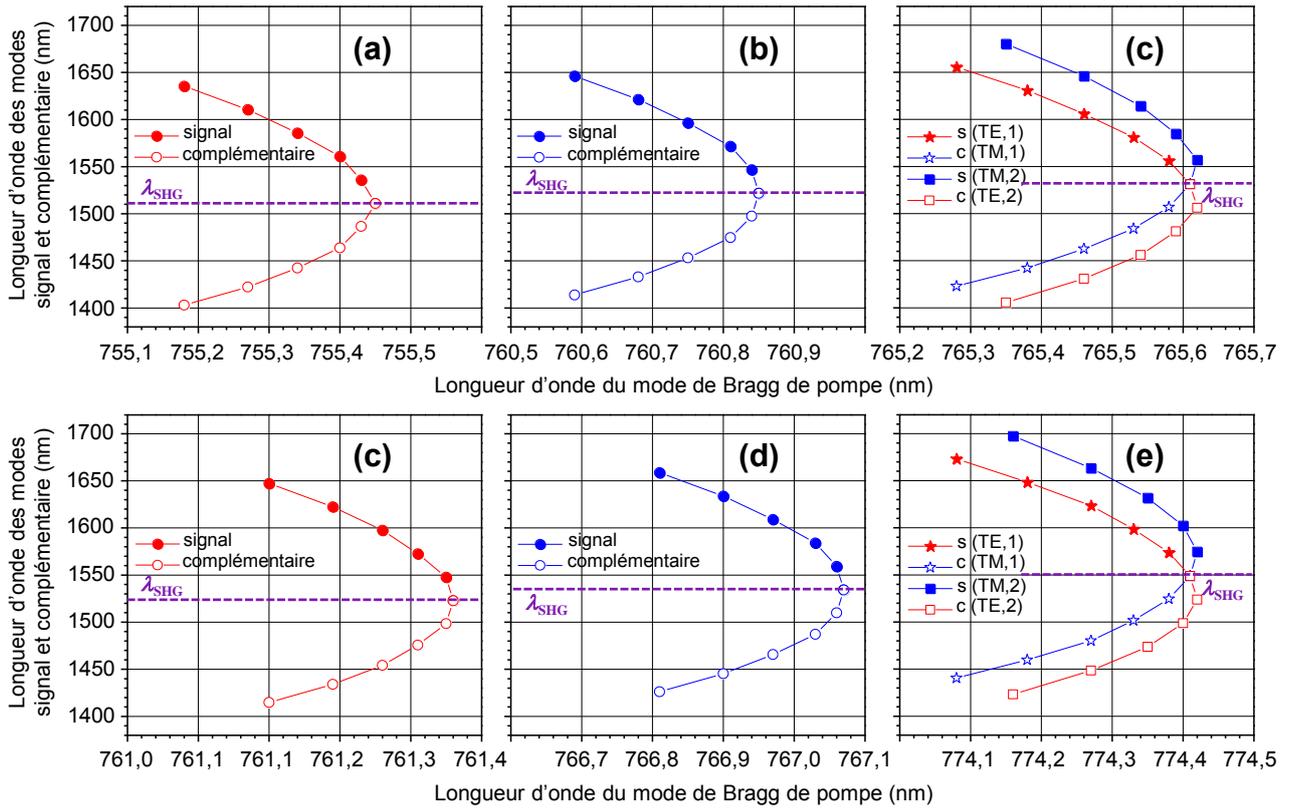


FIGURE 5.4: Courbes d'accord de phase simulées pour les trois types d'interactions possibles pour l'échantillon ABQ71 (a, b et c) et pour la structure active nominale (d, e et f). On appelle signal (complémentaire) le photon de plus basse (haute) énergie. λ_{SHG} désigne la longueur d'onde d'accord de phase à dégénérescence. (a, d) Type 1 : Bragg TM et s et c TE. (b, e) Type 0 : Bragg, s et c TM. (c, f) Type 2 : Bragg TE, s TE (ou TM) et c TM (ou TE).

Chapitre 6

Echantillons actifs

Une fois le comportement non linéaire des guides validé, nous avons fabriqué des échantillons actifs à injecter électriquement, avec le puits quantique et le dopage. Les fiches de croissance détaillées des échantillons B3R151 et C2T20 (C4T46) sont données en annexe A. Les guides sont gravés uniquement sur la hauteur du miroir de Bragg supérieur (soit environ $2 \mu\text{m}$) : le cœur et surtout le puits quantique restent ainsi enterrés. Rappelons que cela est nécessaire pour ne pas créer d'états de surface qui favoriseraient des recombinaisons non radiatives au détriment de l'émission laser. La largeur du ruban (*i.e.* l'ouverture du contact supérieur) est d'environ 4 à $5 \mu\text{m}$ (figure 6.1).

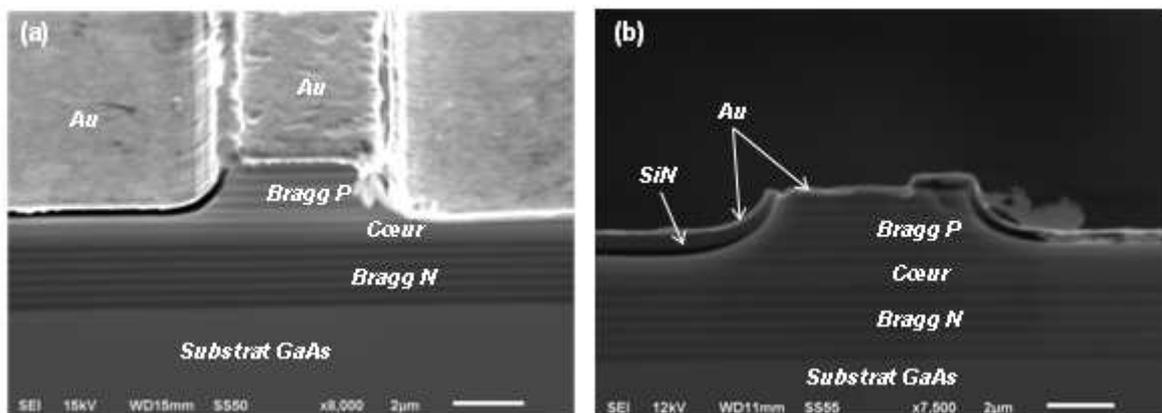


FIGURE 6.1: Images MEB de deux échantillons de diode laser à mode de Bragg. On distingue nettement les différentes couches de l'empilement. On distingue aussi la différence entre les dopages N et P (les couches dopées N sont plus sombres). (a) Echantillon B3R151 vu de dessus. (b) Echantillon C4T46 vu de la facette.

Tous les échantillons testés ici ont montré une excellente stabilité à l'air et au courant électrique : les caractéristiques relevées sur un guide restent les mêmes d'un jour sur l'autre et sur plusieurs

mois d'utilisation. Il semble donc que les taux d'aluminium choisis résolvent bien le problème que présentait la structure à mode d'ordre 3.

6.1 Emission laser

Pour tester le comportement des diodes lasers, nous utilisons le montage représenté en figure 6.2 (a) que nous avons mis en place pendant cette thèse et qui nous permet de mesurer toutes les grandeurs intéressantes : le courant I_d dans la diode, la tension V_d à ses bornes, la puissance optique moyenne émise P_{moy} derrière l'objectif de collection $\times 63$, le mode spatial en champ proche ou en champ lointain et le spectre d'émission. Les diodes sont alimentées en courant électrique à l'aide de deux pointes, l'une placée à côté du guide ruban sur le contact latéral en or et l'autre (la masse) placée sur le support en cuivre recouvert d'or sur lequel la barrette est montée. On utilise un générateur d'impulsions de courant *Agilent 8114A* pour alimenter les diodes avec des impulsions de quelques centaines de nanosecondes, à un taux de répétition de quelques dizaines de kilohertz. Ce fonctionnement en régime pulsé permet d'éviter un échauffement trop important de la diode.

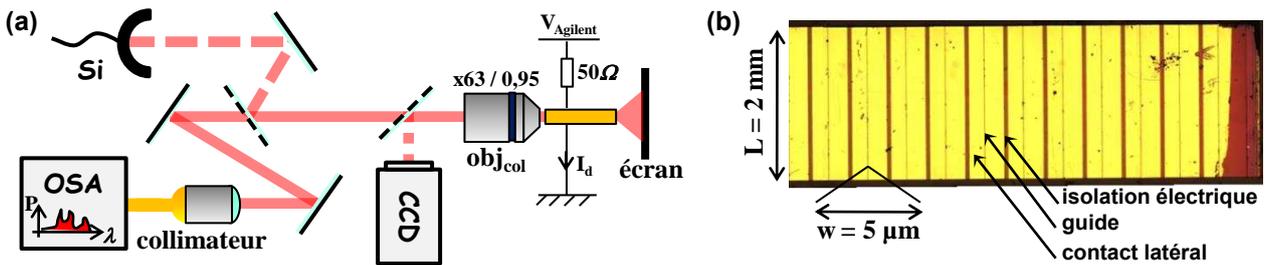


FIGURE 6.2: (a) Schéma du banc de test des diodes lasers. Si : puissance-mètre silicium, OSA : analyseur de spectre optique, CCD : caméra CCD silicium. Le module de refroidissement Peltier n'est pas représenté sur ce schéma. (b) Vue de dessus d'une barrette de diodes de 2 mm de long.

La durée des impulsions électriques ne doit pas être trop grande pour que la température de la structure reste constante au cours d'une impulsion, faute de quoi le spectre du laser évoluera pendant cette impulsion et l'accord de phase également. Nous avons utilisé une méthode développée dans notre équipe pour mesurer l'évolution de la température de la diode au cours de l'impulsion de courant [90] : on injecte un faisceau laser continu à $1,55 \mu\text{m}$ dans la diode et on mesure l'évolution de la puissance transmise au cours de l'impulsion de courant à l'aide d'une photodiode rapide reliée à un oscilloscope. Si la température augmente au cours de l'impulsion, l'indice de réfraction sera modifié et donc la transmission de la cavité Fabry-Perot formée par les facettes du guide variera également. On s'attend à observer le passage d'une frange Fabry-Perot à la suivante pour un changement de température interne de 5°C environ [90]. Pour des

impulsions de 100 ns , on n'observe pas de variation de la transmission du faisceau infrarouge et donc pas de changement de température significatif dans le guide.

6.1.1 Caractéristique courant-tension et seuil laser

Les diodes présentent un courant de seuil laser I_{d_seuil} compris entre 360 mA pour les meilleurs guides et 520 mA pour les moins bons, sur des barrettes de 2 mm de long (figure 6.3 (a)). La densité de courant de seuil est donc de l'ordre de $1,9 \pm 0,7\text{ kA cm}^{-2}$ (en considérant une ouverture de courant de 2 à 3 fois la largeur du ruban au niveau du puits). Ces résultats sont comparables aux mesures faites sur les échantillons de diode à mode d'ordre 3 [60].

Remarquons que la densité de courant de seuil augmente légèrement pour des échantillons plus courts et, pour certains guides trop courts (de l'ordre de 1 mm), nous avons constaté un seuil de dommage aux environs du seuil laser avec des densités de puissance électrique de l'ordre de 45 kW cm^{-2} . On observe dans ce cas une brûlure au niveau de la pointe du contact supérieur et une dégradation irréversible de la diode qui se comporte ensuite comme une simple résistance. Il faudra probablement diminuer le seuil laser, par exemple en limitant les pertes miroirs du mode de Bragg par un traitement des facettes et en améliorant la qualité du contact supérieur, pour pouvoir utiliser des échantillons courts.

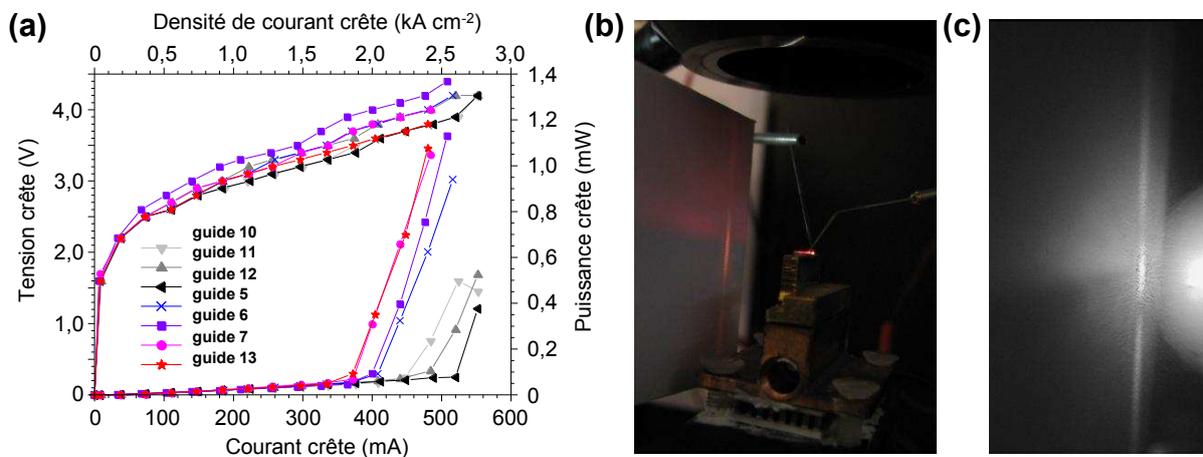


FIGURE 6.3: (a) Caractéristiques courant-tension et courant-puissance optique à température ambiante (21°C) de quelques diodes d'une barrette de longueur 2 mm (plaque B3R151), alimentées par des impulsions de 100 ns avec un taux de répétition de 10 kHz . (b) Photo du montage de test et du champ lointain du mode laser au-dessus du seuil projeté sur un écran. (c) Image CCD du même champ lointain : les trois lobes principaux du mode de Bragg ressortent nettement. À droite de l'image, on voit l'électroluminescence émise par la diode.

Au-dessus du seuil, la lumière émise est bien polarisée TE comme attendu pour l'émission stimulée dans ce type de puits ; la puissance crête collectée derrière l'objectif de microscope

est de $0,01 \text{ mW mA}^{-1}$, ce qui correspond à $\eta_{laser} = 0,07 \text{ mW mA}^{-1}$ internes¹. Là encore, les puissances laser mesurées sont du même ordre de grandeur que celles émises par la diode laser d'ordre 3 [60]. L'efficacité laser nous permet de prévoir le courant I_d nécessaire pour générer une paire de photons infrarouges par impulsion par fluorescence paramétrique. En effet, le nombre N_{paires} de paires par impulsion est donné par :

$$N_{paires} = \eta_{SPDC} \frac{\tau_{pulse} (I_d - I_{d_seuil}) \eta_{laser} \lambda_{laser}}{h c} \quad (6.1)$$

où η_{SPDC} est l'efficacité de conversion non linéaire du guide, τ_{pulse} la durée de l'impulsion laser (100 ns) et λ_{laser} la longueur d'onde laser (775 nm).

En prenant en compte les pertes induites par les porteurs libres, nous pouvons prévoir que l'efficacité de conversion non linéaire dans la diode sera réduite par rapport à celle des échantillons passifs. En prenant une valeur d'efficacité $\eta_{SPDC} = 10^{-8}$ paires par photon de pompe, on attend ainsi un taux de génération d'une paire par impulsion pour un courant d'environ 50 mA au-dessus du seuil, ce qui est très facile à atteindre. Notons bien que pour ce dispositif, contrairement aux sources passives, c'est cette valeur de courant qui compte et pas la valeur absolue de l'efficacité de conversion optique interne.

Du point de vue du transport électronique, les caractéristiques courant-tension montrent un seuil passant de diode à environ $2,2 \pm 0,2 \text{ V}$, ce qui est légèrement supérieur au gap de la structure (1,6 V) et peut s'expliquer par une petite tension Schottky au niveau des contacts. Quant à la résistance de l'empilement, elle est de l'ordre de $4 \pm 1 \Omega$, ce qui est raisonnable pour une structure à miroirs de Bragg.

6.1.2 Mode spatial

L'observation du champ proche sur la facette à travers l'objectif de microscope et de la projection du champ lointain sur un écran (figure 6.3 (b et c)) montre que le mode laser est bien le mode de Bragg : on distingue nettement les trois lobes principaux du mode de Bragg sur l'écran. Remarquons que ce champ lointain n'est observé que pour des guides de 2 mm ou moins de long; les guides de 3 mm présentent un mode spatial différent, proche du mode fondamental du guide (et multimode transverse). Ceci confirme les prévisions du chapitre 3 sur la compétition entre les deux modes à 775 nm en fonction de la longueur de l'échantillon (rappel en figure 6.4).

1. La réflectivité modale de la facette est de 79% pour le mode laser et l'objectif de collection a une transmission de 70%.

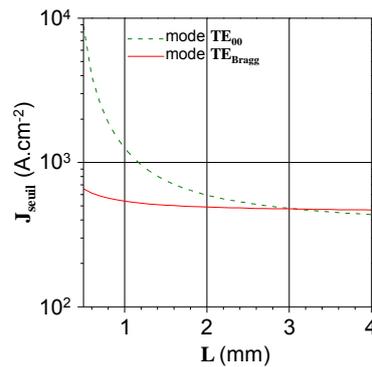


FIGURE 6.4: Rappel de l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction de la longueur L de la diode laser pour les deux modes en concurrence. Le mode de Bragg atteint le seuil laser en premier pour des échantillons courts, inférieurs à 3 mm . Pour des échantillons de longueur supérieure à 3 mm , le mode fondamental l'emporte.

6.1.3 Spectre et accordabilité

En figure 6.5, on présente les spectres d'émission laser mesurés pour quatre diodes en fonction de la température. Tous les diodes présentent une émission laser entre 772 et 773 nm à 20°C. On constate que l'évolution de la longueur d'onde avec la température suit en moyenne celle du gap avec une pente de 0,21 $nm K^{-1}$ comme prévu au chapitre 3 (figure 3.8 (a)). Cependant, cette évolution moyenne est celle de la courbe de gain ; les modes longitudinaux évoluent sous cette courbe de gain avec une pente plus faible. Cela se traduit sur les spectres par des zones où la longueur d'onde varie continument avec une pente de l'ordre de 0,04 à 0,14 $nm K^{-1}$, et des sauts de modes entre ces zones, conformément à ce qu'on observe sur des diodes lasers usuelles [91, 92]. Il faudra en tenir compte lors de la recherche d'un point de fonctionnement pour la fluorescence paramétrique. Notons que d'autres paramètres que la température de consigne du module Peltier peuvent modifier la longueur d'onde laser : le taux de répétition et la valeur du courant injecté participent également à déterminer la température interne de la diode par effet Joule. Il faudra donc fixer ces grandeurs avant de chercher la température de fonctionnement.

6.2 Génération de seconde harmonique

Ayant démontré le bon fonctionnement de nos lasers, nous avons ensuite vérifié que la conversion non linéaire est également possible dans ces échantillons actifs et surtout mesuré à quelle longueur d'onde elle se produit. Nous avons donc effectué une expérience de génération de seconde harmonique dans ces diodes. Cela est évidemment plus délicat que dans les échantillons passifs du chapitre précédent puisque les pertes sont plus élevées sur les trois modes.

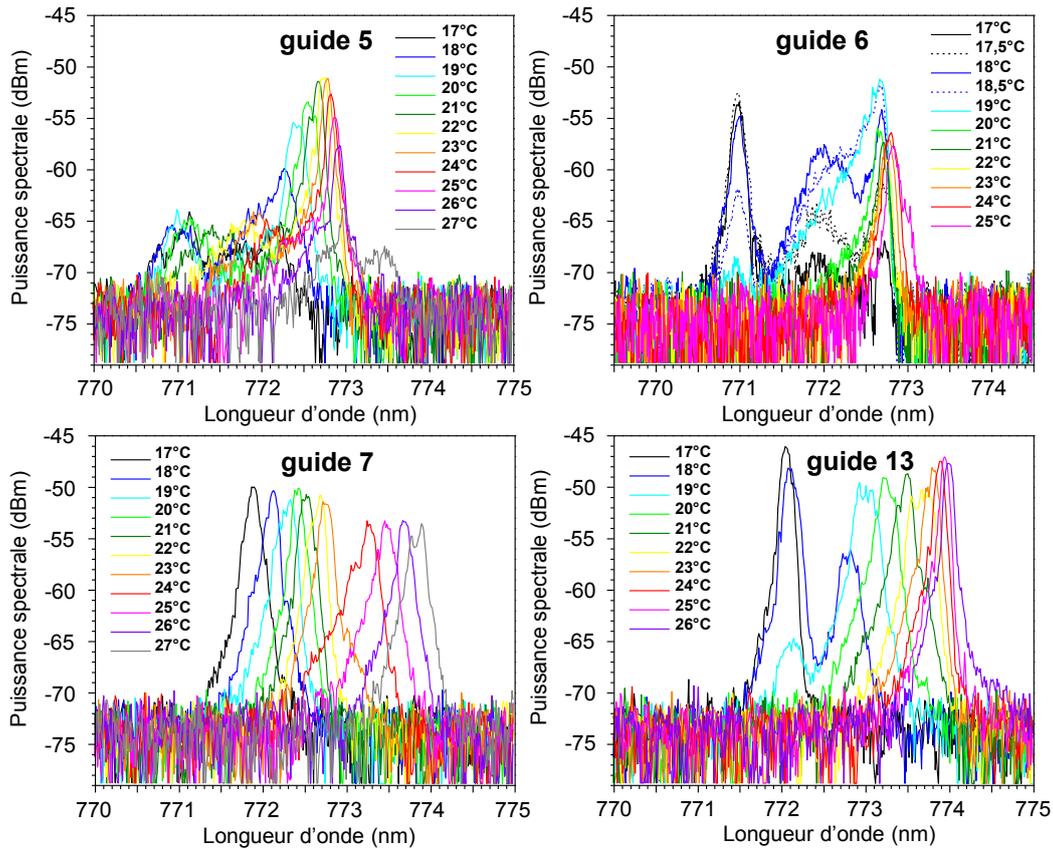


FIGURE 6.5: Spectre du mode laser, mesuré à l'analyseur de spectre optique (OSA), en fonction de la température du support pour quatre diodes. Les diodes sont les mêmes qu'en figure 6.3 (a).

Les résultats de cette expérience sont présentés en figure 6.6 : on observe un pic dont la hauteur évolue quadratiquement avec la puissance injectée sur le mode fondamental infrarouge. La polarisation du mode émis dans le rouge est TE : nous sommes donc bien en présence de l'accord de phase de type 2 cherché.

6.2.1 Pertes de propagation

Comme nous l'avons évoqué lors du design de la structure, les pertes de propagation des modes de photons jumeaux sont plus importantes dans une structure active que dans les guides passifs comme ABQ71. Nous avons mesuré ces pertes par la méthode des franges Fabry-Perot : les modes TE et TM présentent des pertes de l'ordre de 1 cm^{-1} à 1550 nm . Ce chiffre est compatible avec ce que prévoyait notre modèle pour le profil de dopage choisi (figure 3.6 (c)).

Pour estimer les pertes du mode de Bragg, nous avons utilisé l'élargissement du spectre de SHG. En effet, cette fois-ci, contrairement à ce qu'on observait sur l'échantillon passif ABQ71, les franges sur le spectre sont uniquement dues aux deux modes TE et TM infrarouges, le

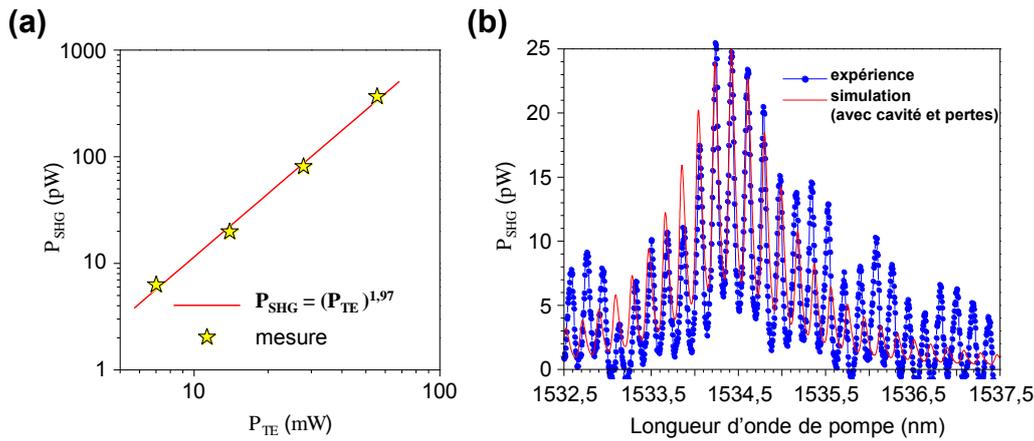


FIGURE 6.6: (a) évolution de la puissance de SHG (corrigée du bruit de fond) en fonction de la puissance infrarouge injectée sur le mode TE. (b) Spectre expérimental et simulé pour une puissance infrarouge injectée $P_{TE}^{ext} = P_{TM}^{ext} = 14\text{mW}$ dans le guide 7 de la figure 6.3 (a). Remarque : l'asymétrie du spectre expérimental (il y a plus de puissance aux grandes longueurs d'ondes) provient principalement de la plus grande efficacité de l'amplificateur à erbium dans la plage de longueurs d'onde supérieures à 1535 nm environ.

mode de SHG subissant trop de pertes pour osciller, et il est donc plus facile d'ajuster les données expérimentales à l'aide de l'équation 1.12 (figure 6.6). Nous avons ainsi pu estimer les pertes du mode de Bragg à 90 cm^{-1} ; elles sont principalement dues à l'absorption dans le puits quantique, excellent milieu à gain et par conséquent excellent absorbant au voisinage de sa résonance. La valeur de l'efficacité de conversion non linéaire pour la SHG est bien plus faible que dans l'échantillon passif mais dans le processus de fluorescence paramétrique, le mode de Bragg sera le mode laser et ne subira donc pas les pertes d'absorption dans le puits, mais seulement les pertes de propagation que nous avons estimées au chapitre 3 : 6 cm^{-1} environ.

6.2.2 Longueur d'onde d'accord de phase

La longueur d'onde d'accord de phase à faible puissance injectée est de l'ordre de 767 à 769 nm selon les guides et croît rapidement avec la puissance injectée du fait de l'élévation de la température interne, comme nous l'avons déjà observé sur l'échantillon passif. Nous constatons une différence de 6 à 8 nm avec la structure nominale, ce qui correspond à des épaisseurs réelles trop fines (où à des compositions en aluminium trop riches) d'environ 1,9%. On peut d'ailleurs remarquer que la différence entre les structures nominale et réelle est très similaire pour toutes les plaques que nous avons utilisées (voir tableau en annexe A). Or elles ont toutes été fabriquées dans le même bâti de MBE. Il semble donc qu'il y ait un décalage systématique de l'ordre de -1,5 à -2,5% sur les épaisseurs réelles (ou de +0,9 à +1,5% sur les taux

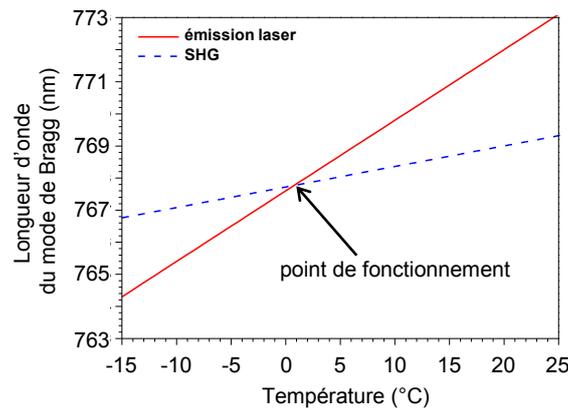


FIGURE 6.7: Evolution des longueurs d'onde d'émission laser et de SHG en fonction de la température pour l'échantillon B3R151.

d'aluminium réels), comme nous l'avons évoqué au chapitre 4. Pour que le mode laser puisse servir de pompe à la fluorescence paramétrique intracavité, il est nécessaire que les longueurs d'onde laser et d'accord de phase soient suffisamment proches pour qu'un ajustement léger de la température puisse suffire à les rendre égales. Ce n'est pas le cas avec la plaque B3R151 : la température de fonctionnement la plus élevée possible sur cette plaque serait de $+1^{\circ}\text{C}$ pour un laser émettant à 772 nm et présentant un pic de SHG à 769 nm à 20°C (figure 6.7). De telles températures nécessitent de travailler en atmosphère sèche pour éviter une condensation de l'eau sur les échantillons et compliquent sérieusement les expériences.

Nous avons donc demandé une nouvelle croissance en précompensant l'écart entre le bâti et nos simulations sur la fiche de croissance : toutes les épaisseurs nominales ont été augmentées de 1,5%. La longueur d'onde laser, quant à elle, dépend extrêmement peu de la largeur du puits, comme nous l'avons vu au chapitre 3 ; elle n'est donc pas affectée par cette évolution de la structure. Cependant cette longueur d'onde étant extrêmement sensible au taux d'aluminium du puits quantique (avec un décalage de 7 nm par % de variation sur le taux d'aluminium), elle peut être assez différente de 775 nm et varier d'une croissance à l'autre. Pour parer à cette éventualité, nous avons donc décidé avec les épitaxieurs de faire croître cette plaque avec un gradient d'épaisseur sur la couche de cœur dans une des directions de clivage. Pour ce faire, il faut arrêter la rotation du substrat pendant le dépôt de cette couche : du fait de la géométrie du bâti, certaines zones du substrat concentreront plus d'atomes que d'autres et seront ainsi plus épaisses.

Avec ce nouvel échantillon (C2T20) nous obtenons en centre de plaque un accord de phase de type 2 à 775 nm (figure 6.8 (b)) comme prévu : la précompensation de la structure nominale fonctionne bien. A droite de la plaque, on mesure aussi un accord de phase à 775 nm . En bas de plaque, l'accord de phase atteint 773 nm . On observe la même diminution de longueur d'onde

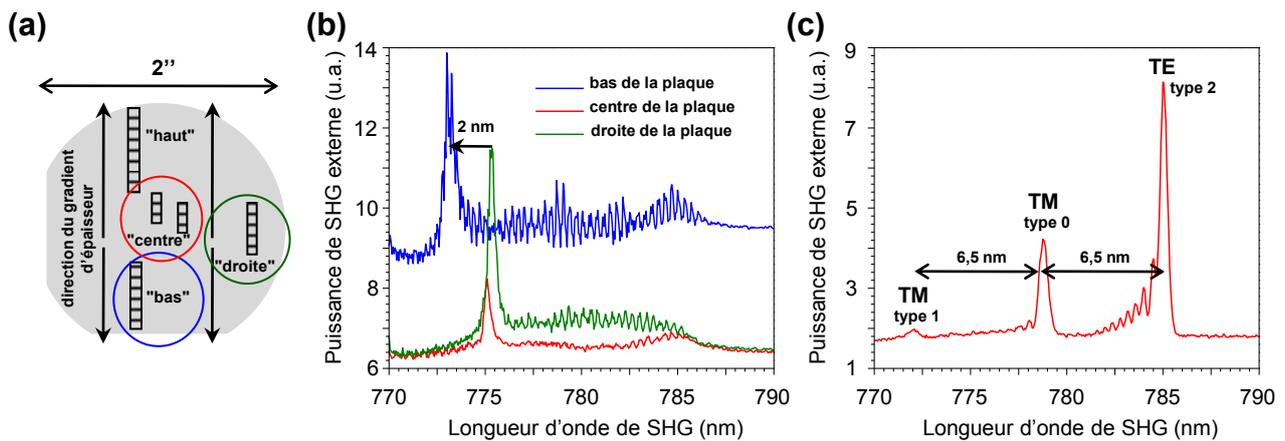


FIGURE 6.8: (a) Cartographie des guides testés sur la plaque C2T20. (b) Spectres de SHG mesurés en différents endroits de la plaque C2T20 : on observe un gradient de 2 nm sur la longueur d'onde d'accord de phase entre le centre et le bas de la plaque. (c) Spectre de SHG mesuré sur un guide surgravé du centre de la plaque C2T20 : on observe les trois types d'accords de phase possibles sur ce guide.

en haut de plaque. On a donc obtenu un gradient d'épaisseur de l'ordre de -1,5% sur l'épaisseur de la couche de cœur avec un maximum d'épaisseur en centre de plaque, et ce pour un arrêt de rotation du substrat pendant le dépôt de la moitié de cette couche de cœur.

Sur cette plaque, il est également possible d'observer les interactions de types 1 et 0 que nous avons mentionnées au chapitre 5 puisqu'elles se trouvent désormais dans la bande d'amplification de l'erbium : elles sont notamment visibles sur un guide du centre de la plaque (figure 6.8 (c))².

6.3 Recherche de paires de photons

Forts de ces résultats, il est maintenant possible de rechercher la fluorescence paramétrique pompée électriquement à température ambiante. Nous utilisons pour cela un quatrième échantillon (C4T46) ayant la même fiche de croissance que C2T20³. En effet l'échantillon C2T20, épitaxié juste après la remise en route du bâti de MBE au LPN, présentait un problème de dopage et/ou de puits empêchant son fonctionnement de diode. Les caractéristiques électriques et laser (courant de seuil, efficacité laser, tension de diode, résistance électrique) de l'échantillon

2. Ce guide est situé en bord d'un morceau fabriqué en salle blanche et a donc subi une gravure plus rapide que le reste du morceau : sa largeur est inférieure à $5\mu\text{m}$ et le miroir inférieur est probablement entamé. Ceci explique que ses longueurs d'onde d'accord de phase soient décalées vers le rouge (figure 3.8).

3. On a choisi cette fois-ci un arrêt de la rotation du substrat sur la totalité de la couche de cœur pour obtenir un gradient d'accord de phase plus important

C4T46 sont les mêmes que pour B3R151.

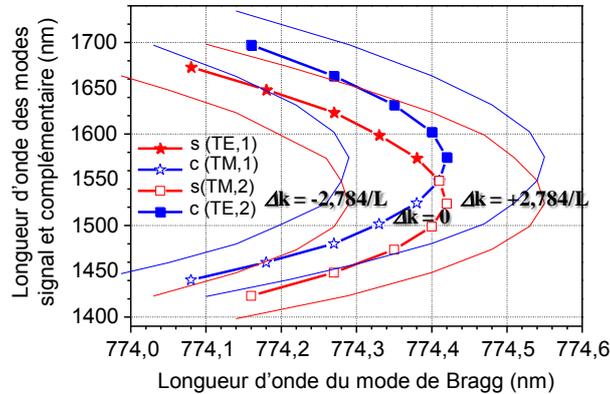


FIGURE 6.9: Courbes d'accord de phase simulées pour l'interaction de type 2 à 20°C sur la structure active nominale (traits épais). On a également représenté en traits fins les courbes d'accord de phase à mi-hauteur ($\Delta k = \pm \frac{2,784}{L}$) pour un échantillon de 2,1 mm.

Il s'agit de trouver un endroit de la plaque et une température qui permettent d'avoir $\lambda_{laser} \leq \lambda_{SHG}$. L'écart entre les deux longueurs d'onde doit rester suffisamment petit pour que les deux photons paramétriques n'aient pas des longueurs d'onde trop différentes. En effet la courbe d'accordabilité s'ouvre très rapidement dès que la longueur d'onde laser diminue (figure 6.9) et on risque donc de ne plus pouvoir détecter ces photons, soit parce qu'ils sortent de la bande de détection des photodiodes InGaAs (1150-1650 nm environ), soit parce qu'ils sont arrêtés par les filtres utilisés pour rejeter le mode laser et le bruit de luminescence. Il ne faut pas oublier non plus que c'est à dégénérescence que l'efficacité de fluorescence paramétrique est la plus grande.

Pour trouver les diodes susceptibles d'émettre des paires paramétriques et pour détecter ces paires, nous avons mis en place le montage schématisé sur la figure 6.10 : il nous permet de mesurer la SHG, le spectre d'émission laser ou la fluorescence paramétrique en fonction de la température et dans les mêmes conditions. La première étape consiste à mesurer pour chaque diode d'une barrette la longueur d'onde d'émission laser et celle de SHG à 20°C (figure 6.11). Cela permet de savoir comment les différentes diodes se positionnent sur la courbe d'accord de phase de la figure 6.9 et de sélectionner les plus prometteuses. Ensuite, nous cherchons la température de fonctionnement pour ces dernières en acquérant, pour différentes températures, des histogrammes de détection en coïncidence entre deux photodiodes à avalanche *id 201* synchronisées sur le générateur d'impulsions de courant. Le temps d'ouverture des portes de détection et des impulsions de courant (100 ns) étant nettement plus grand que le temps de cohérence des paires créées, on s'attend à observer un pic étroit qui se détache du fond de coïncidences accidentelles (dus aux différentes sources de bruit), signature de l'émission de photons par

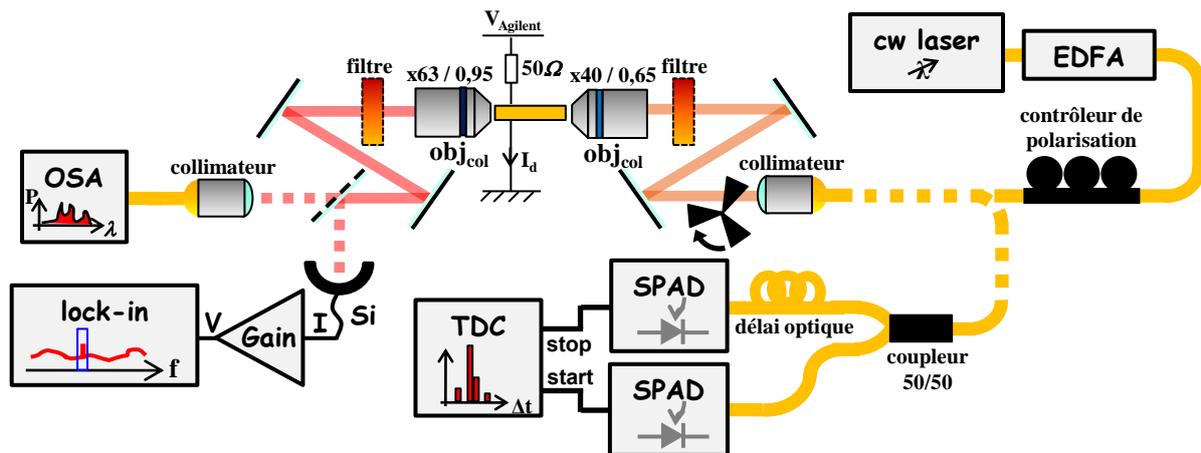


FIGURE 6.10: Montage expérimental utilisé pour la recherche de fluorescence paramétrique pompée électriquement (le module de refroidissement Peltier n'est pas représenté sur le schéma). Le filtre de gauche est un filtre passe-bas utilisé lors des mesures de SHG ; le filtre de droite est un filtre passe-haut ou passe-bande utilisé lors de la recherche de fluorescence paramétrique. SPAD : photodiode à avalanche (compteur de photons uniques), TDC : électronique de comptage de coïncidences. Les pointillés montrent les différents chemins pouvant être utilisés.

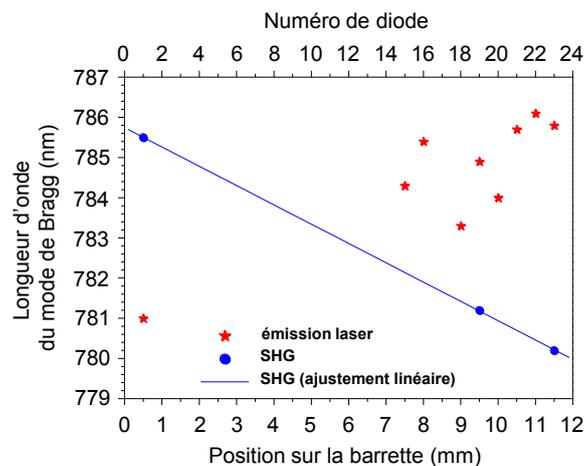


FIGURE 6.11: Longueurs d'onde d'émission laser et de SHG mesurées à 20°C sur une barrette du centre de la plaque C4T46. Le gradient d'accord de phase obtenu sur cette plaque est de $0,48 \text{ nm mm}^{-1}$.

paire.

Les résultats de la figure 6.11 montrent que le gradient d'épaisseur que nous avons utilisé remplit bien son rôle : nous avons ainsi pu isoler plusieurs diodes remplissant les conditions pour la fluorescence paramétrique pompée électriquement. Nous avons aussi pu caractériser

le bruit généré par la diode. Il s'agit d'un bruit blanc (du moins dans le proche infrarouge). En effet, le nombre de photons détectés sur chaque photodiode à avalanche est directement proportionnel à la largeur du filtre passe-bande utilisé. Il ne dépend pas de la puissance optique dans la diode mais uniquement du courant qui la traverse : qu'on soit au-dessus du seuil ou non, le nombre de photons émis par impulsion est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$. Cela montre l'importance du choix du filtre passe-bande lors de la mesure des histogrammes de coïncidences. En effet, nous avons vu que pour générer une paire par impulsion il faut pomper la diode vers 450 mA , donc si on utilise un filtre passe-bande de 100 nm (pour collecter toutes les paires à dégénérescence), on générera environ 7 photons de bruit par impulsion. On aurait même intérêt à chercher à mesurer des photons légèrement hors dégénérescence pour pouvoir utiliser deux filtres passe-bande plus étroits et avoir ainsi un meilleur rapport signal à bruit.

Ce bruit provient probablement de recombinaisons parasites de porteurs dans les différentes couches, mettant en jeu les niveaux d'impuretés dans le gap. Une fois que nous aurons réussi à mesurer la fluorescence paramétrique, il faudra donc probablement chercher à réduire le seuil laser pour limiter le courant nécessaire dans la diode, et donc ce bruit, afin d'améliorer les performances de la source en vue d'applications en information quantique.

Nous ne sommes pas encore parvenus à observer la fluorescence paramétrique, mais toutes les conditions sont maintenant réunies et les tests continuent en ce moment. Nous espérons y parvenir assez rapidement.

Perspectives

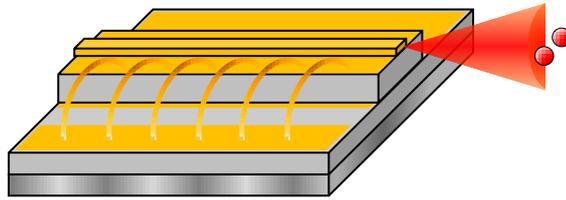


Schéma de la diode laser émettrice de paires de photons intriqués, un dispositif intégré autonome à pompage électrique à température ambiante.

Les travaux présentés dans cette première partie ont permis de concevoir et de caractériser une nouvelle génération de diode laser pour la fluorescence paramétrique intégrée. Nous avons pu montrer que l'utilisation d'un mode de Bragg plutôt qu'un mode d'ordre 3 permet de diminuer les taux d'aluminium dans la structure et d'améliorer sensiblement la durée de vie des diodes laser, les rendant ainsi réellement utilisables en pratique. L'efficacité de conversion non linéaire mesurée dans les échantillons passifs nous permet de prévoir la génération de 10^{-7} à 10^{-8} paires par photon de pompe en pompage électrique. Cela est comparable aux efficacités des sources usuelles en pompage optique et permettra d'obtenir des taux de production de paires équivalents pour une consommation électrique plus faible.

Les expériences de génération de seconde harmonique dans les structures actives ont permis de déterminer la température d'accord de phase des diodes. Nous avons pu caractériser l'émission laser sur le mode de Bragg et notamment son accordabilité en température. Nous avons vu que des sauts de mode peuvent survenir dans la plage de fonctionnement non linéaire et ainsi compliquer la génération de paires paramétriques. Il faudrait mieux comprendre ce comportement et chercher des combinaisons de température et de courant injecté permettant une évolution continue de la longueur d'onde [91, 92]. Toutefois, le gradient de longueurs d'onde d'accord de phase du dernier échantillon devrait nous aider à surmonter cette difficulté.

Différentes modifications du dispositif sont envisagées pour améliorer les performances. En premier lieu, il faudrait baisser le seuil laser. Pour ce faire, on pourra concevoir et déposer sur les facettes un revêtement multicouche de haute réflectivité pour le mode de Bragg laser (on ne souhaite pas qu'il sorte de la cavité, après tout !) et antireflet pour les modes fondamentaux dans le rouge et dans l'infrarouge. Ceci permettra également d'améliorer l'extraction des paires de photons paramétriques. Le point de départ de l'optimisation de ces revêtements diélectriques pourrait être celui d'un dichroïque passe-haut.

On pourra aussi chercher à insérer plusieurs puits quantiques dans la structure pour augmenter le recouvrement du mode de Bragg avec le milieu à gain. Cela ne sera bien sûr utile pour la fluorescence paramétrique intégrée que si ces différents puits sont suffisamment semblables pour ne pas élargir le spectre laser.

La diminution du courant de seuil laser devrait permettre de réduire le bruit de luminescence émis puisque nous avons constaté qu'il dépendait linéairement du courant injecté. Cela limitera aussi l'échauffement de la structure par effet Joule et permettra de travailler en régime continu ou à des taux de répétition élevés.

La seconde amélioration sera l'obtention d'une émission monomode longitudinale et d'une meilleure accordabilité. On pourrait par exemple imaginer implémenter un réflecteur de Bragg distribué sur les guides ou sur une portion des guides pour obtenir un laser DFB (*Distributed FeedBack laser*) ou DBR (*Distributed Bragg Reflector laser*) et obtenir ainsi un laser accordable sans saut de mode sur quelques nanomètres. Il faudra toutefois bien étudier l'impact de la présence d'un DBR ou d'un DFB sur les pertes et sur l'accord de phase intracavité.

Le travail se poursuit actuellement en cherchant à démontrer l'émission de paires de photons télécom à température ambiante. Tous les éléments sont maintenant réunis pour y parvenir. Une fois ces paires observées, de nombreuses applications en information quantique pourront être explorées : ce dispositif pourrait devenir une source portative de paires de photons intriqués en polarisation, accordables dans la gamme télécom. En effet, l'interaction de type 2 utilisée autorise la génération d'états du type :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|TE, \omega_s\rangle |TM, \omega_c\rangle + e^{i\phi} |TM, \omega_s\rangle |TE, \omega_c\rangle]$$

avec $\omega_s < \omega_c$. Ces paires, large bande, seraient compatibles avec une distribution de paires multicanal en WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) sur les réseaux de communication fibrés ; un travail en ce sens est actuellement en cours dans l'équipe d'Isabelle Zaquine à *Télécom ParisTech* et une collaboration est envisageable.

La diode pourrait aussi être utilisée comme source de photons uniques annoncés : l'un des photons serait mesuré sur la puce contenant la diode et son jumeau envoyé dans une fibre télécom.

Enfin, en modifiant le design pour utiliser un accord de phase de type 1, on pourrait également l'utiliser comme source de paires intriquées en fréquence, en utilisant la méthode développée en collaboration entre l'*Institut FEMTO-ST* de Besançon et l'*Université Libre de Bruxelles* [89].

Deuxième partie

Source de photons jumeaux
contrapropageants

Chapitre 7

Design et première caractérisation quantique des paires émises

La source de photons contrapropageants à laquelle nous nous intéressons dans cette deuxième partie ayant déjà fait l'objet de deux thèses, ce chapitre consiste en des rappels de son principe de fonctionnement et de ses caractéristiques, utiles à la compréhension des résultats présentés dans les chapitres suivants ; le lecteur intéressé trouvera de plus amples détails dans les manuscrits de Loïc Lanco [59] et de Xavier Caillet [83].

7.1 Accord de phase contrapropagatif

L'idée de la géométrie de pompage transverse, contrairement aux schémas d'accord de phase modal, que nous avons utilisés dans la première partie, ou d'accord de phase par biréfringence de forme, est de chercher à obtenir l'accord de phase dans un plan et non plus sur un axe en autorisant le champ de pompe à ne pas être guidé. On a ainsi accès à un paramètre supplémentaire pour remplir la condition d'accord de phase, à savoir l'angle d'incidence θ du champ de pompe sur le guide d'onde. La relation entre les vecteurs d'onde du champ de pompe \vec{k}_p et des champs signal et complémentaire \vec{k}_s et \vec{k}_c est : $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c$. Elle se décompose par projection (figure 7.1 (a)) sur la direction horizontale :

$$\omega_p \sin(\theta) = n_{TE} \omega_s - n_{TM} \omega_c \quad (\text{interaction 1}) \quad (7.1)$$

$$\omega_p \sin(\theta) = n_{TM} \omega_s - n_{TE} \omega_c \quad (\text{interaction 2}) \quad (7.2)$$

et sur la direction verticale :

$$\omega_p \cos(\theta) = \frac{2\pi}{\Lambda_{QPM}} \quad (7.3)$$

où $\omega_{p(s,c)}$ désigne la pulsation du champ de pompe (signal, complémentaire), n_{TE} et n_{TM} représentent les indices effectifs des modes TE et TM à ω_s ou ω_c et Λ_{QPM} est la période du

quasi-accord de phase vertical.

La projection sur l'axe de guidage (direction horizontale) fait apparaître deux processus possibles de génération de paires de photons avec un signal se propageant vers les z positifs et un complémentaire se propageant dans la direction opposée, vers les z négatifs (7.1 et 7.2) : on peut générer une paire dont le signal est polarisé TE et le complémentaire TM (interaction 1) ou une paire avec un signal TM et un complémentaire TE (interaction 2). La coexistence de ces deux processus provient de l'utilisation d'un accord de phase de type 2 et de la dispersion des modes guidés TE et TM. Comme nous le verrons par la suite, cela permettra la génération directe d'états intriqués en polarisation. Quant à la projection sur la perpendiculaire à l'axe de guidage 7.3 (direction verticale), elle illustre l'intérêt d'implémenter un quasi-accord de phase vertical pour l'obtention d'un processus efficace sur toute la hauteur du cœur guidant. Il est impératif d'implémenter au mieux ce quasi-accord de phase vertical car, si le pompage transverse nous offre une plus grande liberté d'accord de phase, il limite en revanche l'efficacité de conversion non-linéaire à cause d'une intégrale de recouvrement plus faible entre les champs en interaction. En effet, contrairement aux géométries copropagatives, le champ de pompe n'est pas focalisé dans la direction z mais étalé sur toute la longueur L du guide.

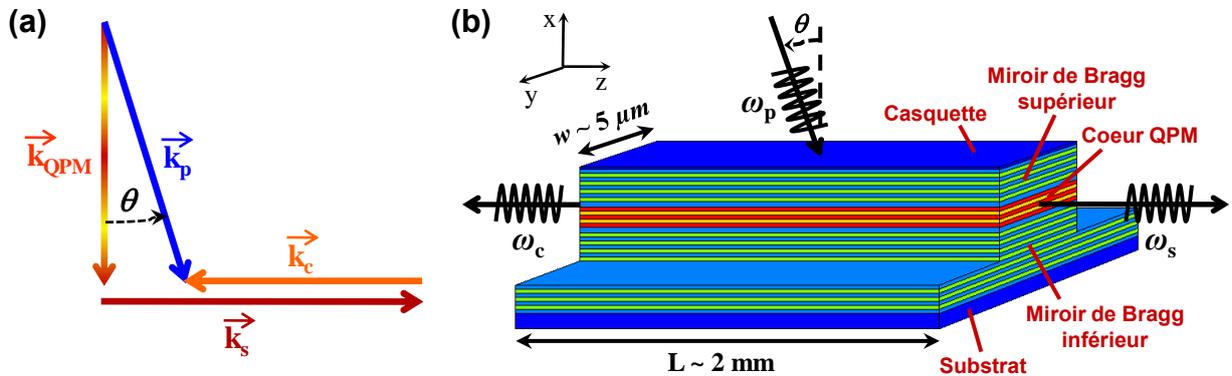


FIGURE 7.1: (a) Représentation géométrique de l'accord de phase en pompage transverse. k_p (k_s , k_c) : vecteurs d'onde du champ de pompe (du champ signal, du champ complémentaire) ; k_{QPM} : vecteur du réseau formé par les couches du cœur pour réaliser le quasi-accord de phase vertical ; θ : angle d'incidence du champ de pompe. (b) Schéma de la source de photons jumeaux contrapropageants : le champ de pompe est incident avec un angle θ sur le dessus du guide d'onde ruban et génère deux champs guidés signal (à droite) et complémentaire (à gauche). Un quasi-accord de phase est implémenté dans le cœur guidant et les gaines constituées de miroirs de Bragg permettent d'amplifier le champ de pompe à l'intérieur du guide.

7.2 Géométrie du dispositif

La figure 7.1 (b) représente la géométrie de cette source : il s'agit d'un guide d'onde ruban de quelques millimètres de long sur quelques microns de large et de haut. On trouvera le détail complet de l'empilement en annexe A. Le cœur guidant consiste en une alternance de couches d'AlGaAs à 25 et 80% d'aluminium qui assurent le quasi-accord de phase vertical : les demi-périodes positives du champ de pompe coïncident avec les couches à 25% de fort $\chi^{(2)}$ et les demi-périodes négatives avec les couches à 80% de $\chi^{(2)}$ faible ; ainsi on crée plus de fluorescence paramétrique dans les couches à 25% qu'on en détruit dans les couches à 80% et l'interaction non linéaire est globalement constructive dans la direction verticale. La gaine est constituée par deux miroirs de Bragg en AlGaAs à 35 et 90% d'aluminium de part et d'autre du cœur : ils assurent à la fois un confinement des modes de photons jumeaux par réflexion totale interne, du fait de leur indice moyen plus faible que celui du cœur, et une exaltation du champ de pompe dans le cœur par un effet de cavité Fabry-Perot.

Grâce à cette microcavité verticale qui permet le recyclage des photons de pompe, l'efficacité de conversion non linéaire peut être augmentée de deux à trois ordres de grandeur par rapport à une structure sans microcavité [83, 93] :

$$\frac{\eta_{cav}}{\eta_0} = \frac{2(1 + n_{cav})}{\pi n_{cav}} \frac{F}{1 + |t_2/t_1|^2} \quad (7.4)$$

où η_{cav} (η_0) est l'efficacité de conversion non linéaire avec (sans) microcavité verticale, n_{cav} est l'indice de réfraction moyen de l'empilement pour le champ de pompe, F est la finesse de la microcavité et t_1 (t_2) le coefficient de transmission en amplitude du miroir de Bragg supérieur (inférieur).

En contrepartie, la microcavité présente une résonance lorentzienne qui limite la gamme des longueurs d'onde de pompage utilisables :

$$\eta_{cav}(\lambda) = \eta_{cav} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\lambda - \lambda_{cav}}{\Delta\lambda_{cav}} \right)^2} \quad (7.5)$$

où η_{cav} est l'efficacité non linéaire à la longueur d'onde de résonance λ_{cav} et $\Delta\lambda_{cav}$ est la largeur à mi-hauteur de la résonance. Cette dernière dépend de la finesse F et de la longueur optique effective $n_{cav} L_{cav}$ de la cavité : $\Delta\lambda_{cav} = \frac{\lambda_{cav}^2}{2 n_{cav} L_{cav} F}$.

Avec l'échantillon 88P14 utilisé dans cette thèse, on obtient une efficacité $\eta_{cav} = 10^{-11}$ paires par photons de pompe, ce qui représente une amélioration de plus de deux ordres de grandeur par rapport à la structure utilisée par Loïc Lanco dans sa thèse [59, 94]. La largeur de résonance de la cavité est $\Delta\lambda_{cav} = 0,4 \text{ nm}$. Ainsi l'ajout de la microcavité verticale permet d'atteindre, avec des échantillons beaucoup plus petits, une brillance¹ comparable à la plupart des cristaux

1. On appelle ici *brillance* l'efficacité de conversion non linéaire divisée par la largeur spectrale des photons émis, exprimée en paires par photon de pompe et par nanomètre.

non-linéaires utilisés en accord de phase copropagatif, bien qu'elle reste encore inférieure à celle des guides PPLN [37].

La microcavité, ayant des miroirs asymétriques, a également un effet bénéfique sur le bruit de luminescence généré par le champ de pompe qui la traverse : le miroir inférieur étant plus réfléchissant que le miroir supérieur, très peu de photons atteignent le substrat en GaAs et l'absorption et la réémission de photons par les défauts dans celui-ci est donc réduite. On notera d'ailleurs qu'il est crucial d'arrêter la gravure environ à mi-hauteur du miroir inférieur lors de la définition des guides rubans en salle blanche afin d'éviter que le faisceau de pompe puisse pénétrer dans le substrat. Il serait également souhaitable de remplacer le GaAs de la casquette de protection du dessus du ruban par de l'AlGaAs d'énergie de gap plus grande que l'énergie du faisceau de pompe (AlGaAs à 25% d'aluminium par exemple) pour éviter là aussi que le champ de pompe soit absorbé ; cela permettrait probablement de réduire encore la quantité de bruit générée par la source.

7.3 Accordabilité

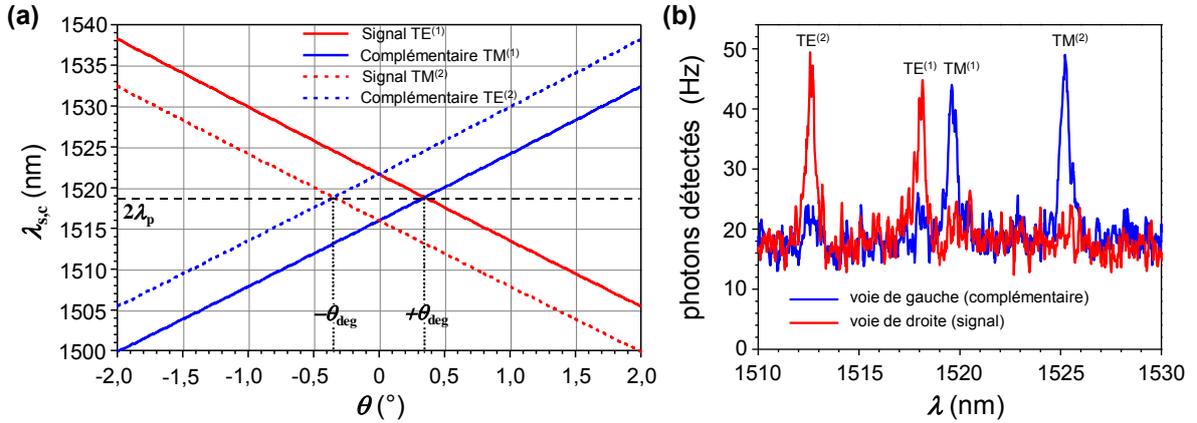


FIGURE 7.2: (a) Courbes d'accordabilité simulées. λ_p : longueur d'onde de pompe (ici 759,4 nm), $\lambda_{s,c}$: longueur d'onde des photons signal et complémentaire émis, θ : angle d'incidence de la pompe. Les paires générées par l'interaction (1) sont en traits pleins et les paires issues de l'interaction (2) en traits tiretés. $-\theta_{deg}$ et $+\theta_{deg}$ désignent les angles de dégénérescence des deux interactions. (b) Spectre mesuré pour un angle d'incidence $\theta \approx 0,5^\circ$.

Le spectre des photons émis dépend à la fois de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence du champ de pompe. La première est déterminée par la longueur d'onde de résonance de la microcavité qui dépend des épaisseurs des couches des deux miroirs de Bragg. Pour la structure nominale de l'échantillon 88P14, par exemple, la longueur d'onde de résonance

est $\lambda_{cav} = 774,9 \text{ nm}$ et elle dépend de la variation Δh des épaisseurs avec un coefficient $\frac{\partial \lambda_{cav}}{\partial \Delta h} = 6,6 \text{ nm}/\%$. On peut ajuster λ_{cav} une fois les échantillons fabriqués en utilisant sa dépendance en température $\frac{\partial \lambda_{cav}}{\partial T} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ nm K}^{-1}$ mais la plage d'accordabilité restera limitée à quelques nanomètres en utilisant un module Peltier.

Les longueurs d'onde des photons de fluorescence paramétrique sont ensuite déterminées par l'angle d'incidence via les équations d'accord de phase 7.1 et 7.2 : la courbe d'accordabilité pour les petits angles prend la forme de deux "X" symétriques par rapport à l'axe des ordonnées (figure 7.2 (a)). Pour chaque interaction, il existe un angle pour lequel les deux photons de la paire sont émis avec la même longueur d'onde : $+\theta_{deg}$ pour l'interaction 1 et $-\theta_{deg}$ pour l'interaction 2. L'expression de l'angle de dégénérescence θ_{deg} se déduit facilement des équations 7.1 et 7.2 :

$$\theta_{deg} = \arcsin\left(\frac{n_{TE} - n_{TM}}{2}\right) \quad (7.6)$$

Une des propriétés remarquables des courbes d'accordabilité est que, la longueur d'onde de dégénérescence étant la même pour les deux interactions, on pourra générer directement à l'intérieur du guide des états intriqués en polarisation : il suffit pour cela de pomper l'échantillon simultanément aux deux angles de dégénérescence. Les résultats expérimentaux de génération de tels états, obtenus lors de cette thèse, seront présentés au chapitre 9.

7.4 Largeur spectrale

L'une des particularités de l'accord de phase contrapropagatif est la finesse spectrale des paires de photons générés (figure 7.2 (b)) comparée à celle des accords de phase copropagatifs usuels. En effet, si on suppose que le guide est éclairé par un faisceau homogène sur une longueur L , la largeur spectrale à mi-hauteur est en première approximation² :

$$\Delta \lambda_{AP} = \frac{2,784 \lambda_{AP}^2}{\pi (n_{TE} + n_{TM}) L} \quad (7.7)$$

où $\lambda_{AP} = 2\lambda_p$.

Dans ce cas, c'est la somme des indices effectifs qui limite la largeur spectrale et non plus la différence comme c'était le cas pour la diode en accord de phase modal étudiée dans la première partie de ce manuscrit (équation 3.2) et pour tous les schémas d'accord de phase copropagatif. Pour l'échantillon 88P14, on a typiquement $\Delta \lambda_{AP} = 0,33 \text{ nm}$ pour un guide de 1 mm de long, soit $0,033 \text{ nm.cm}$. A titre de comparaison, la fluorescence paramétrique de type 2 dans les guides PPLN [37] a une largeur de l'ordre de 2 à 3 nm.cm , soit deux ordres de

2. On néglige ici la dispersion des indices effectifs TE et TM étant donnée la faible largeur spectrale des photons.

grandeur plus large. Cela nous permet d'obtenir aisément des largeurs spectrales meilleures ou comparables avec des échantillons millimétriques et une brillance presque comparable malgré une efficacité de conversion plus faible. Notons que des photons présentant une faible largeur spectrale ($< 0,8 \text{ nm}$) peuvent être transportés sur les canaux de WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) des fibres optiques des télécommunications.

7.5 Expérience d'interférence à deux photons

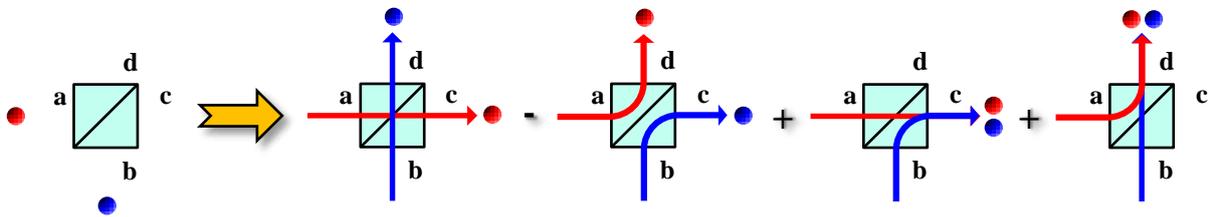


FIGURE 7.3: Vision schématique de l'interférence à deux photons sur une séparatrice 50-50 : si les photons sont indiscernables, leurs probabilités de sortie par deux voies différentes s'annulent tandis que celles de sortie groupée sur une même voie s'additionnent. Les photons sortent donc de la séparatrice tous les deux par la même voie et on n'enregistre aucune détection en coïncidence derrière la séparatrice.

Un aspect intéressant des sources d'états à deux photons est leur capacité à générer des états intriqués en polarisation et un des pré-requis pour pouvoir générer ces états est que l'information sur la polarisation ne soit pas inférable des autres degrés de liberté des photons. Dans le cas qui nous intéresse ici, on doit vérifier que les photons générés par un champ de pompe d'angle d'incidence θ_{deg} sont indiscernables à la fois en longueur d'onde, mode spatial et instant de détection. Pour ce faire nous avons réalisé en 2009 [83, 95] une expérience d'interférence à deux photons, dite de "Hong Ou Mandel", du nom de ses inventeurs [96]. Cette expérience consiste à faire interférer sur une lame séparatrice les deux photons d'une même paire et à placer un détecteur sur chacune des deux voies de sortie (figure 7.3). Si la séparatrice est équilibrée et si les photons sont indiscernables, les deux photons sortent tous les deux par la même voie et la probabilité de détection en coïncidence tend vers zéro dès que la différence de marche entre les deux photons devient plus petite que leur temps de cohérence.

Les résultats expérimentaux obtenus avec un échantillon pompé sur une longueur de $0,65 \text{ mm}$ sont présentés en figure 7.4 : on observe nettement un creux dans les coïncidences sur une lar-

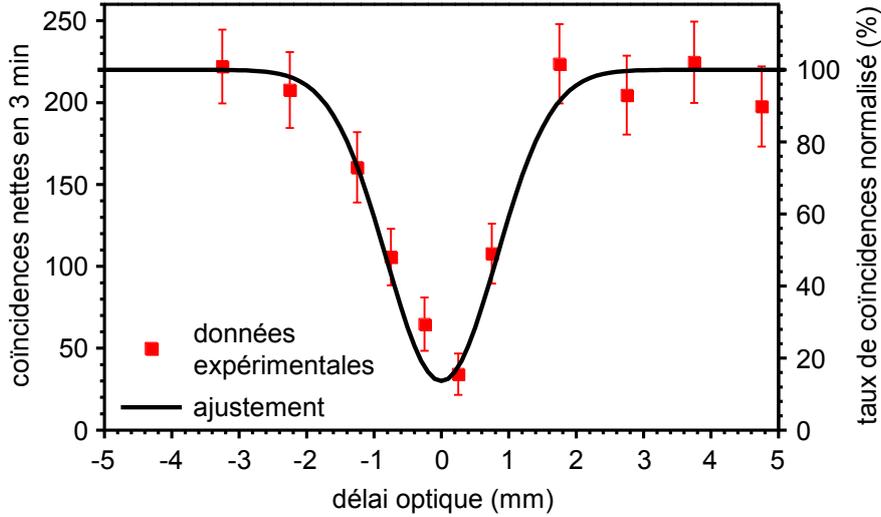


FIGURE 7.4: Nombre de détections en coïncidence en sortie de la séparatrice 50-50, en fonction de la différence de marche entre les photons signal et complémentaire, pour un angle de pompage $+\theta_{deg}$: on observe un creux dans les coïncidences avec une visibilité de 85% qui confirme la bonne indiscernabilité des photons à dégénérescence.

geur correspondant à la longueur de cohérence³ des photons ($\approx 2 \text{ mm}$). La visibilité nette est limitée à 85% du fait que, les facettes n'étant pas traitées antireflets, certains photons peuvent faire plusieurs allers-retours dans le guide avant de sortir et acquièrent un délai optique différent de ceux qui sortent directement du guide et sont, de ce fait, discernables par leur temps d'arrivée au niveau de la séparatrice. Il suffirait donc de traiter les facettes pour obtenir une visibilité nette unitaire. Cette expérience a permis de tester la qualité quantique de l'état à deux photons avant la génération d'états intriqués obtenue pendant cette thèse. Remarquons que si les réflexions multiples des photons sont néfastes pour l'interférence à deux photons, elles ne limiteront cependant pas la mesure d'états intriqués en polarisation, comme nous le verrons dans le chapitre 9, et un échantillon avec des facettes non traitées pourra être utilisé sans problème.

7.6 Articles

Nous reproduisons dans les pages suivantes deux articles correspondant aux travaux présentés dans ce chapitre. Le premier, "Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states", publié dans *Journal of the Optical Society of America B* [93], détaille le

3. La longueur de cohérence L_c est reliée à la largeur spectrale des photons par : $L_c = 0,44 \frac{\lambda_{AP}^2}{\Delta\lambda_{AP}}$, si on suppose qu'ils sont limités par transformée de Fourier avec un spectre gaussien.

design de la microcavité verticale et la caractérisation expérimentale de ses performances. Le second, "Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature", publié dans *Optics Express* [95], rapporte les résultats de l'expérience de Hong Ou Mandel.

Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states

Adeline Orioux,¹ Xavier Caillet,¹ Aristide Lemaître,² Pascal Filloux,¹ Ivan Favero,¹
Giuseppe Leo,¹ and Sara Ducci^{1,*}

¹Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Université Paris Diderot-Paris 7 CNRS,
10 rue A. Domon et L. Duquet, Case 7021, 75205 Paris cedex 13, France

²Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

*Corresponding author: sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

Received September 2, 2010; accepted October 21, 2010;
posted November 1, 2010 (Doc. ID 134444); published December 10, 2010

Guided-wave parametric downconversion with a transverse pump is a versatile means to generate a wide range of two-photon states. We propose and compare some microcavity-based schemes for the generation of counterpropagating photon pairs, and we experimentally demonstrate a bright source emitting 1.2×10^{-11} pairs/pump photon for a 1.8 mm long waveguide. These results are promising for integrated quantum information technology. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 130.3120, 160.6000, 190.4410, 230.4320, 230.6080, 270.5585.

1. INTRODUCTION

Parametric downconversion (PDC) is a ubiquitous process where a pump photon impinging on a nonlinear optical medium generates two photons, sharing its energy. Its efficiency depends on momentum conservation, called phase-matching condition in a wave picture. Besides operating in optical parametric oscillation, PDC is also used to produce strongly correlated fields for quantum optics applications, both in the photon counting and in the continuous variable regime.

The most common PDC phase-matching schemes are based on $\chi^{(2)}$ birefringent crystals and a pump beam collinear or copropagating with the generated signal and idler beams. In the last two decades, however, growing attention has been devoted to three-wave mixing between counterpropagating guided photon pairs and a transverse pump beam. For example, theoretical works have predicted that transversely pumped PDC (Fig. 1) can lead to mirrorless optical parametric oscillation and amplification [1–3], thanks to the inherent distributed feedback between the counterpropagating signal and idler beams [4]. While the collinear version of this phenomenon has been recently demonstrated in bulk periodically poled KTiOPO₄ [5], the mirrorless oscillation regime has not been achieved in an integrated source.

In the field of quantum information, interest has been rising for the generation of two-photon states with specific spectral properties; for instance, frequency-correlated photons could improve clock synchronization [6] and decoherence-free fiber transmissions [7], and frequency-uncorrelated photons are needed for linear quantum computation protocols [8]. In bulk materials, different techniques have been developed to tailor the properties of the generated two-photon states: group-velocity phase matching, aimed at producing entangled states with coincident frequencies [9]; noncollinear configurations with suitable crystal length and pump waist [10]; or phase matching in the transverse plane [11], aimed at generating spectrally uncorrelated states. More flexible approaches are based on either achromatic phase matching, where the pump

frequencies separately propagate with different angles [12], or superlattices made of several pieces of nonlinear material and spacers [13]. In this context, the PDC scheme with a transverse pump and counterpropagating guided signal and idler modes has the advantage of practical and efficient collection for applications in quantum optics. Moreover, it has been shown that this configuration provides interesting possibilities for tailoring the properties of the generated photon pairs by controlling the spatial and spectral properties of the pump beam [14,15].

Following the proof of principle of such a scheme [16,17], we have recently demonstrated the first two-photon interference with a semiconductor source at room temperature that combines the versatility of frequency state engineering with the potential of full optoelectronic integration [18].

This paper is organized as follows. Section 2 is devoted to the operating principle of this source, its design is discussed in Section 3, and its experimental characterization is detailed in Section 4. Finally, in Section 5, we draw our conclusions.

2. OPERATION PRINCIPLE

Our source is based on the scheme of Fig. 1: a pump beam at 775 nm impinging on top of a multilayer AlGaAs waveguide with an incidence angle θ generates by PDC two orthogonally polarized signal/idler guided modes around $1.55 \mu\text{m}$ [1–3,19,20], the lateral confinement of which is provided by a wet-etched ridge. AlGaAs is very attractive for the fabrication of this source, thanks to its mature technology and high-valued $\chi^{(2)}$ tensor. The latter allows type-II interactions, where one of the downconverted beams is TE polarized while the other is TM polarized.

As a consequence of the opposite propagation directions for signal and idler modes, two simultaneously phase-matched processes occur: one where the signal is TE polarized and the idler is TM, and the other where the signal is TM and the idler is TE. In the following, subscripts 1 and 2 will refer to these two processes. The central frequencies for signal (ω_s) and

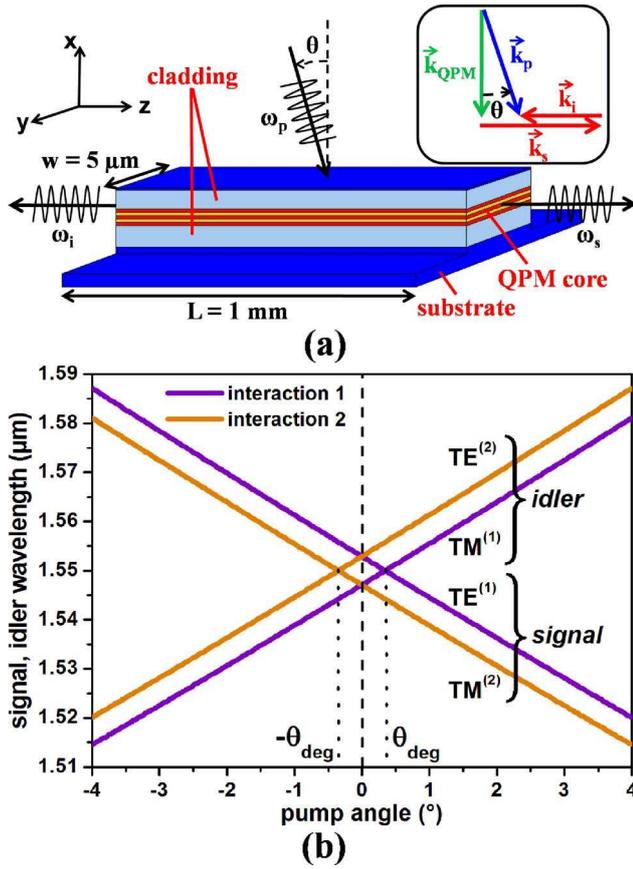


Fig. 1. (Color online) (a) Geometry of the ridge waveguide source and counterpropagating phase-matching scheme. Phase matching is automatically obtained in the z direction; QPM is implemented by a periodic modulation of the nonlinear susceptibility tensor along the epitaxial direction in the core of the waveguide. (b) Tunability curves: signal and idler wavelength versus pump angle of incidence θ for a pump wavelength of 775 nm. $\pm\theta_{\text{deg}}$ denotes the degeneracy angle for interaction 1 and 2, respectively.

idler (ω_I) modes are determined through the conservation of energy and momentum in the z direction, giving

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_S + \omega_I \\ \omega_p \sin \theta = \omega_S n_{\text{TE}}(\omega_S) - \omega_I n_{\text{TM}}(\omega_I) \end{cases} \text{(interaction 1)}$$

where n_{TE} and n_{TM} are the effective indices of the guided modes.

Such a geometry grants several advantages for a quantum information photon source: absence of the pump beam in the guided direction, inherent separation of the downconverted photons, and possibility of direct coupling into telecom optical fibers (through standard pigtailling process). In its first experimental demonstration, a vertical quasi-phase-matching (QPM) was implemented by alternating AlGaAs layers with different aluminum concentration (i.e., with a high $\chi^{(2)}$ contrast) in order to increase the overlap integral of the interaction fields [16]. However, the related performances were affected by low conversion efficiency (10^{-13} pairs/pump photon) and signal/noise ratio (SNR) due to photoluminescence from the sub-

strate. To overcome this problem, we resorted to a distributed Bragg reflector (DBR) microcavity for the pump beam [21,22]. By doing so, a nearly standing wave is obtained inside the cavity, whose amplitude is largely amplified at the resonance wavelength. Moreover, the high reflectivity of the lower DBR reduces the penetration of the pump field into the substrate, thus limiting the photoluminescence noise.

3. MICROCAVITY CONCEPT

A. Efficiency

In the case of a waveguide without microcavity, the amplitude of the pump beam in the waveguide can be roughly estimated using the Fresnel formulas for a planar interface air-semiconductor. Assuming, for the sake of simplicity, a homogeneous waveguide with refractive index n_{guide} and air as incident medium, the relation between the internal and external pump field is $E_p^{\text{int}} = tE_p^{\text{ext}}$, with $|t| = 2/(1 + n_{\text{guide}})$.

In the case of a vertical microcavity, as shown in Fig. 2, we can use the transfer matrix method to compute the amplitude of the standing wave inside the cavity:

$$\frac{E_p^{\text{int}}}{E_p^{\text{ext}}} = 2\sqrt{\frac{2F}{\pi n_{\text{guide}}(1 + |t_2/t_1|^2)}}. \quad (2)$$

Here, F is the finesse of the cavity, and the t_i are the amplitude transmission coefficients associated to the front ($i = 1$) and back ($i = 2$) mirrors. The conversion efficiency enhancement factor due to the addition of the microcavity is then

$$\frac{\eta_{\text{cav}}}{\eta_0} = \frac{2(1 + n_{\text{guide}})^2}{\pi n_{\text{guide}}} \frac{F}{(1 + |t_2/t_1|^2)}. \quad (3)$$

From this expression, we see that the conversion efficiency increases linearly with F . For a fixed value of F , the pump field stored inside the microcavity is maximum for the lowest ratio $|t_2/t_1|$. F is related to the narrowing of the cavity spectral bandwidth; indeed, the conversion efficiency as a function of the pump wavelength is given by

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_S + \omega_I \\ \omega_p \sin \theta = \omega_S n_{\text{TM}}(\omega_S) - \omega_I n_{\text{TE}}(\omega_I) \end{cases} \text{(interaction 2)}, \quad (1)$$

$$\eta(\lambda) = \eta_{\text{cav}} \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\lambda - \lambda_{\text{res}}}{\Delta\lambda_{\text{cav}}}\right)^2}, \quad (4)$$

where λ_{res} is the resonance wavelength and $\Delta\lambda_{\text{cav}} = \lambda_{\text{res}}^2/2n_{\text{guide}}LF$ is the FWHM of expression (4), with L the cavity length. The smaller the $\Delta\lambda_{\text{cav}}$, the more critical is the resonance condition.

B. Angular Tunability

The microcavity resonance wavelength depends on the value of the pump beam incidence angle θ . In order to clarify this relation, we introduce the microcavity order $m \equiv Q/F$. For

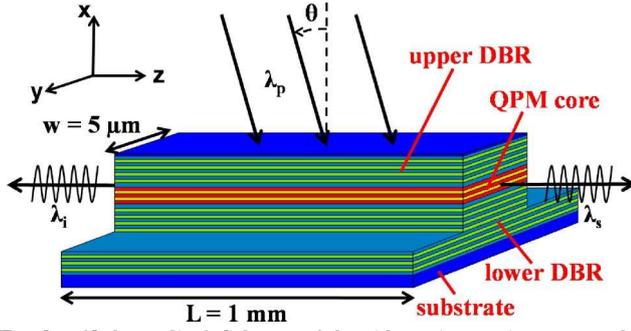


Fig. 2. (Color online) Scheme of the ridge microcavity source: the waveguide core is surrounded by DBRs.

a medium of refractive index n and perfect mirrors, we find $m = 2nL/\lambda_{\text{res}}$, which clearly identifies m as the number of optical periods necessary for a light wave with wavelength λ_{res} to complete a round trip. This definition is extended to real cavities by taking into account the penetration length into the mirrors and substituting the optical length nL with an effective length L_{eff} . Inside the cavity, the pump beam angle is approximately θ/n , due to refraction. We can then write $m\lambda_{\text{res}}(\theta) = 2L_{\text{eff}} \cos(\theta/n)$.

By performing a Taylor expansion around $\theta = 0$, we obtain

$$\lambda_{\text{res}}(\theta) \approx \frac{2L_{\text{eff}}}{m} \left(1 - \frac{\theta^2}{2n^2} \right), \quad (5)$$

which can also be written as

$$\lambda_{\text{res}}(\theta) \approx \lambda_{\text{res}}(0) \left(1 - \frac{\theta^2}{2n^2} \right) = \lambda_{\text{res}}(0) - a\theta^2. \quad (6)$$

For example, taking the refractive index of GaAs for $\lambda_{\text{res}}(0) = 775 \text{ nm}$, $a = 0.01 \text{ nm} \times \text{degree}^{-2}$. Thus, for θ smaller than a few degrees, $\lambda_{\text{res}}(\theta) \approx \lambda_{\text{res}}(0)$.

The conversion efficiency dependence on θ , $\eta(\theta) = \frac{\eta(0)}{\cos\theta} \approx \eta(0) \left(1 + \frac{\theta^2}{2} \right)$, is also small when θ is small. Therefore, the source design can be performed while keeping θ equal to zero, which simplifies the numerical calculations.

C. Constraints on the Cavity Finesse

The large amplitude of the pump field intensity within the microcavity can induce heating, leading to a variation of the effective length (and thus of the resonance wavelength). To get an estimation of the magnitude of this contribution, let us assume a microcavity having a mean effective index $n(T)$ and an effective length $L_{\text{eff}} = nL$.

In this case, the resonance wavelength dependence on temperature is

$$\frac{\partial \lambda_{\text{res}}}{\partial T} = \frac{2L}{m} \frac{\partial n}{\partial T} = \lambda_{\text{res}}(T=0) \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}. \quad (7)$$

For AlGaAs alloys, we obtain $\frac{\partial \lambda_{\text{res}}}{\partial T} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ nm/K}$. In order to have an efficient downconversion, the thermal induced variation of resonance wavelength has to be smaller than the cavity resonance bandwidth. For this reason, the cavity finesse has to be limited in order to make the source sufficiently insensitive to heating under our experimental pumping conditions.

Another technical limitation to the cavity quality factor is the sample inhomogeneity inherent to the growth chamber geometry, which results in a gradient of cavity resonance wavelength

λ_{res} along the waveguide direction. To obtain an efficient interaction throughout the structure, this variation has to be smaller than the mean cavity linewidth $\Delta\lambda_{\text{cav}}$. This, in turn, sets an upper limit for the quality factor $Q = \lambda_{\text{res}}/\Delta\lambda_{\text{cav}}$. For the kind of structures studied in this paper, we found experimentally, via a second harmonic generation measurement described in Section 4, that this variation was $0.1 \text{ nm/mm} \leq \frac{d\lambda_{\text{res}}}{dz} \leq 1 \text{ nm/mm}$. Thus, for waveguides of a length of typically 1 mm, $\Delta\lambda_{\text{cav}}$ has to be equal or larger than 0.1 nm.

D. Design Features

Different types of structures can be proposed to design a microcavity based on the counterpropagating phase-matching scheme. In order to compare their performances, we first recall the criteria that have guided our design.

1. The minimization of optical losses within the waveguide: this point is crucial since for a twin photon source the loss of one photon leads to a pair destruction and to noise on the detector. For this reason, the generated photons have to be well-confined to avoid leakage losses.

2. The maximization of the PDC efficiency: we have already seen that this criterion leads to both the maximization of the finesse and the minimization of the ratio t_2/t_1 . However, a practical limitation on the cavity quality factor Q arises from thermal effects and sample inhomogeneities inherent to the growth chamber geometry, as discussed in Subsection 3.C. These considerations imply that the microcavity order $m = Q/F$ has to be minimized.

The source design is thus the result of a compromise. The free parameters are the number, the aluminum content and the thickness of the core layers, the cladding, and the Bragg mirrors.

We have compared different kinds of structures. Each design has been optimized in order to obtain the best conversion efficiency at fixed resonance bandwidth and to keep the leakage losses under 0.01 cm^{-1} for the guided modes at $1.55 \mu\text{m}$ (this value is ten times smaller than the typical measured total loss value for this kind of waveguide, including leakage, scattering, and absorption losses).

For each structure, the signal and idler central frequencies at phase matching, the modal profiles of the interacting modes, their overlap integral, and hence the downconversion efficiency have been calculated using our numerical model, based on the transfer matrix method. All the simulations have been done by keeping θ equal to zero, according to the conclusions of Subsection 3.B.

We have investigated three types of structures exhibiting an increasing degree of compactness:

- i. a structure in which the QPM waveguide core is surrounded by uniform cladding layers (to confine the generated photons) and Bragg mirrors (to generate a stationary wave for the pump);
- ii. a structure in which the QPM waveguide core is surrounded by Bragg mirrors playing the double role of cladding for the generated modes and mirrors for the pump beam;
- iii. a structure based on aluminum oxide (AlOx), which provides a strong concentration of the interacting fields, suppressing the need of vertical QPM.

The typical electric field distribution for the interacting fields and the refractive index profile at $1.55\ \mu\text{m}$ are shown in Fig. 3. The comparison of the conversion efficiency η_{cav}/η_0 of the different structures is given in Fig. 4, as a function of the cavity spectral bandwidth $\Delta\lambda_{\text{cav}}$.

It is clear from Fig. 4 that the source conversion efficiency depends on the number of bilayers constituting the Bragg mirrors. The efficiency limitation comes from the maximum quality factor (and thus the minimum $\Delta\lambda_{\text{cav}}$) that can be tolerated to avoid inhomogeneity and thermal problems. Taking $\Delta\lambda_{\text{cav}} = 0.1\ \text{nm}$, we can compare the different structures' efficiency.

The less efficient microcavity is the one having both cladding layers and Bragg mirrors surrounding the QPM core

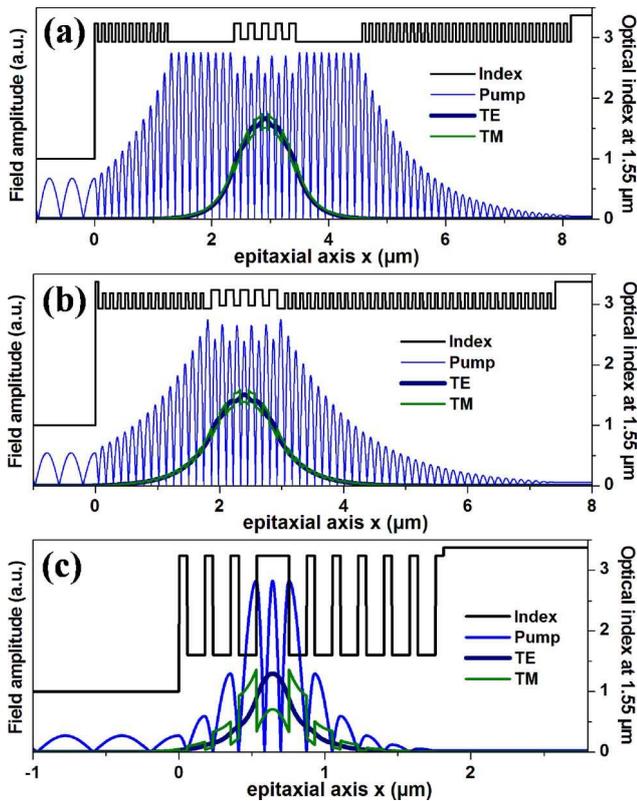


Fig. 3. (Color online) Electric field amplitude of the pump field and of the generated guided modes inside the microcavity and refractive index profile at $1.55\ \mu\text{m}$ for the three types of structures considered in our design. (a) Microcavity with cladding and added Bragg mirrors ($N_1 = 10$, $N_2 = 30$). The epitaxial structure is (100) GaAs substrate / lower DBR $30 \times [\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (63\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (55\ \text{nm})]$ / cladding $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (1146\ \text{nm})$ / core $4 \times [\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As} (124\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (111\ \text{nm})]$ / cladding $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (1146\ \text{nm})$ / upper DBR $10 \times [\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (63\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (55\ \text{nm})]$ + $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (63\ \text{nm})$. (b) Integrated microcavity with Bragg mirrors playing the double role of cladding for the generated modes and mirrors for the pump beam ($N_1 = 14$, $N_2 = 36$). The epitaxial structure is (100) GaAs substrate / lower DBR $36 \times [\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (71\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As} (50\ \text{nm})]$ / buffer $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (125\ \text{nm})$ / core $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (104\ \text{nm}) + 4 \times [\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As} (129\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (104\ \text{nm})]$ / buffer $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (125\ \text{nm})$ / upper DBR $14 \times [\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As} (50\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As} (71\ \text{nm})]$ / cap layer GaAs (50 nm). (c) Microcavity without QPM and with AlOx Bragg mirrors ($N_1 = 3$, $N_2 = 5$). The epitaxial structure is (100) GaAs substrate / lower DBR $5 \times [\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (56\ \text{nm}) / \text{AlOx} (121\ \text{nm})]$ / core $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (222\ \text{nm})$ / upper DBR $3 \times [\text{AlOx} (121\ \text{nm}) / \text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} (56\ \text{nm})]$.

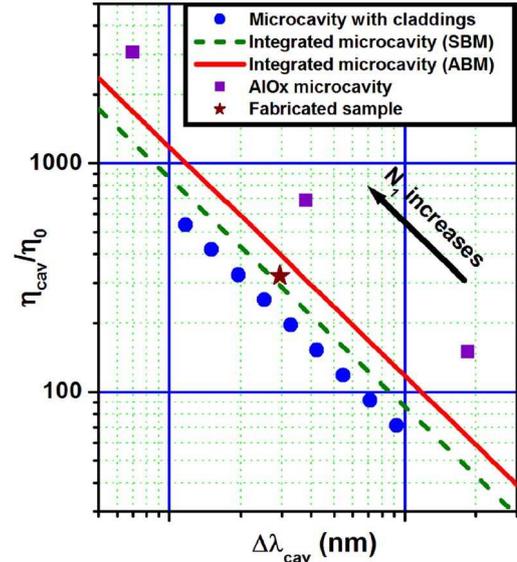


Fig. 4. (Color online) Comparison of the different types of structures in terms of nonlinear conversion efficiency enhancement η_{cav}/η_0 versus cavity linewidth $\Delta\lambda_{\text{cav}}$. In the case of microcavities with both Al-GaAs cladding and Bragg mirrors or AlOx cladding, each dot corresponds to a different number N_1 of bilayers in the upper DBR (the number N_2 of bilayers in the lower DBR is high enough so that adding one bilayer to it has no effect). For the integrated microcavities, with either symmetrical (SBM) or asymmetrical (ABM) Bragg mirrors, the optimum choice is represented by the two straight lines. The star represents the calculated parameters of the sample that was grown for the experiments.

[Fig. 3(a)]; this structure is relatively thick, with an m of the order of 50.

The efficiency increases by designing a source having confining Bragg mirrors [Fig. 3(b)]; in this, a compromise between the reflectivity for the pump and the confinement of the guided modes has to be found. As shown in Fig. 4, the best result is obtained by using asymmetrical Bragg mirrors (ABMs), constituted by bilayers with high- and low-index layers having different optical lengths.

The third kind of structure, originally proposed in [22], relies on AlOx-based Bragg mirrors and a thin core. The strong confinement of the interacting fields leads to a high overlap integral and thus to a high efficiency. We have modified the design proposed in [22] by introducing a lower mirror more reflective than the upper one [Fig. 3(c)], which greatly improves the source efficiency.

This structure yields the highest conversion efficiency. However the AlOx technology is affected by mechanical stability and passivation issues. Moreover, semiconductor/AlOx interface roughness induces large propagation losses [23,24]; the best reported results are $0.5\ \text{cm}^{-1}$ at $1.55\ \mu\text{m}$, a clear limitation for quantum optics applications.

For these reasons, we have decided to fabricate the structure illustrated in Fig. 3(b) (represented by a star on Fig. 4), having the following characteristics: $m = 27.5$, $F = 100$, $Q = 2750$, and $\eta_{\text{cav}}/\eta_0 = 330$. Its experimental characterization is given in the following section.

4. EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION

A. Efficiency

The sample [Fig. 3(b)] was grown by molecular-beam epitaxy on a (100) GaAs substrate. The epitaxial structure consists

of a 36 period asymmetrical $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ DBR (lower cladding and back mirror), 4.5 period $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ QPM waveguide core, and 14 period asymmetrical $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ DBR (as upper cladding and top mirror). The planar structure was then chemically etched to obtain 2.5–3.5 μm thick ridges with 6–9 μm width. We have estimated the experimental efficiency enhancement from surface-emitting second harmonic generation (SESHG). This process is the reverse of PDC at degeneracy. The nonlinear overlap of two counterpropagating modes yields a second harmonic field radiating from the upper surface of the waveguide. Since in SESHG two of the three interacting fields are injected, this measurement is well suited to provide a quantitative estimation of the parametric gain.

The SESHG experimental setup is shown in Fig. 5. A tunable external cavity CW telecom laser beam, amplified by an Er^{3+} -doped fiber, is injected through one of the waveguide facets. Its polarization is set at 45° relative to the substrate to divide equally the fundamental frequency (FF) input power between TE and TM modes into the waveguide. A fraction of the beam is back reflected at the other facet into the waveguide and provides the counterpropagating wave needed for the nonlinear interaction to occur. Two interactions are possible: the mixing of the direct TE wave with the back-reflected TM wave leads to the emission of a second harmonic (SH) signal at an angle $+\theta$ through the surface, while the direct TM and the back-reflected TE waves generate an SH signal at an angle $-\theta$. The fringes resulting from the interference between the two SH waves at the waveguide surface are acquired with a CCD camera (Bosch LTC 0335/50, 1/3 in., 512×582 pixels) through a microscope (Edmund video lens trinocular VZM) mounted over the waveguide (Fig. 6). The SH power versus the FF power and wavelength is measured with a large area Si photodiode plus a lock-in synchronous detection (Fig. 7). Finally, the FF power in both TE and TM modes is measured by collecting the transmitted power via two IR powermeters to take into account the Fabry–Perot effects. This measurement is required to deduce the absolute value of the internal FF powers.

The images (Fig. 6) of the SH interference fringes observed along the guide reveal that one has to be careful when etching the ridge waveguides: if the guide axis is orthogonal to the wafer thickness gradient (inherent to the growth process) [Fig. 6(a)], the emission is homogenous. On the contrary, if it is not [Fig. 6(b)], the emission takes place only on one part of the guide, its location and its length depending on the local resonance wavelength and bandwidth of the microcavity, respectively. This experiment has been repeated for several samples etched in different areas on the wafer. The resonance

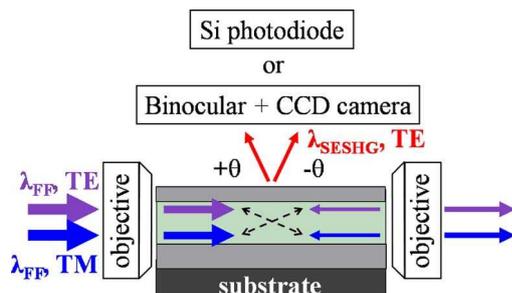


Fig. 5. (Color online) Experimental setup for the SESHG experiment.

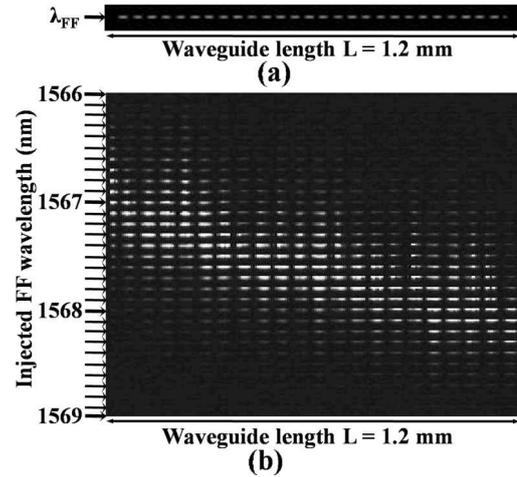


Fig. 6. CCD images of the interference fringes at the waveguide surface. (a) Uniform sample: the whole length of the guide contributes to the nonlinear process at resonance wavelength. (b) Nonuniform sample: each part of the guide has a different resonance wavelength.

wavelength variations along the guide axis ($d\lambda_{\text{res}}/dz$) have been found to be between 0.1 nm/mm and 1 nm/mm. These results were used to properly choose a lower limit for the spectral width $\Delta\lambda_{\text{cav}}$ in the design of the microcavity (see Subsection 3.C) and to select the most homogenous samples for subsequent PDC experiments.

As stated in Subsection 3.A, the nonlinear interaction efficiency is mainly driven by the microcavity Lorentzian spectral response (4). Figure 7(a) reports the SH power emitted through the waveguide surface versus the injected wavelength. The fitting is obtained by taking a Lorentzian envelope modulated by an Airy function to take into account the Fabry–Perot interferences of the FF inside the waveguide. In general, TE and TM fundamental beams give rise to two different sets of fringes that are not in phase, depending on waveguide length and width. In the present case, we have chosen a particular waveguide for which the two sets of fringes are superimposed in order to make the measurements easier. The distance between two fringes corresponds to an interaction length of 1.8 mm in good agreement with the sample length (also 1.8 mm). The measured Lorentzian envelope has a full width at half-maximum of 0.40 ± 0.03 nm. This value is larger than the predicted one (0.28 nm) due to the fact that the modeling was done for a planar microcavity instead of a chemically etched ridge one; the actual mirrors are thus a bit less reflective than in our model.

Figure 7(b) reports the measured SH power as a function of the input power. The expected quadratic dependence is confirmed as can be seen from the typical value of best fit with a parabolic function $y \propto x^{1.99}$.

The nonlinear process efficiency can be deduced from these experiments, a crucial point to check the benefits of the vertical microcavity. The SESHG efficiency η_{cav} normalized by the guide length L is given by

$$\frac{\eta_{\text{cav}}}{L} = \frac{1}{L} \frac{P_{\text{SHG}}}{(P_{\rightarrow}^{\text{TE}} P_{\leftarrow}^{\text{TM}} + P_{\rightarrow}^{\text{TM}} P_{\leftarrow}^{\text{TE}})}, \quad (8)$$

where P_{SHG} is the measured SESHG power ($P_{\text{SHG}} = 29 \pm 12$ pW), and $P_{\rightarrow}^{\text{TE}} P_{\leftarrow}^{\text{TM}}$ is the internal power present for the first interaction:

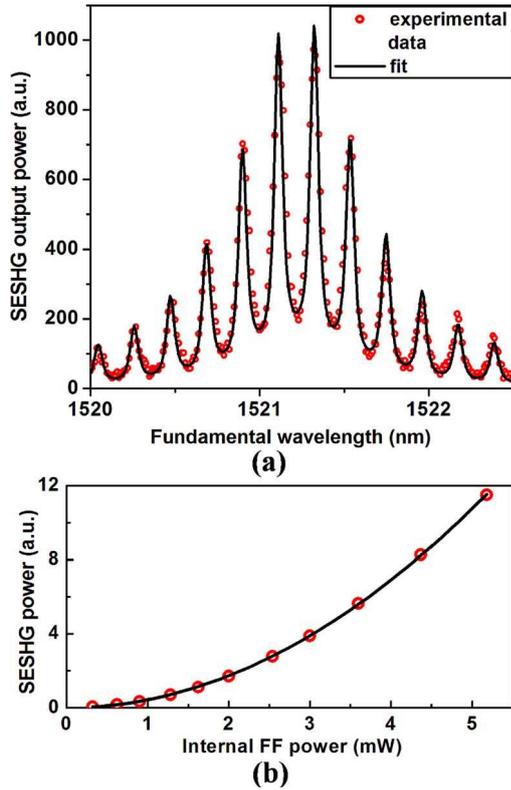


Fig. 7. (Color online) (a) SESHG power versus wavelength. The Lorentzian envelope is due to the microcavity resonance. The modulation is due to the Fabry–Perot oscillations for the TE and TM eigenfields. (b) SESHG power versus FF power. The solid line is a squared power-law fitting function $y \propto x^{1.99}$.

$$P_{\rightarrow}^{\text{TE}} P_{\leftarrow}^{\text{TM}} = \frac{R_{\text{TM}} P_{\text{out}}^{\text{TE}} P_{\text{out}}^{\text{TM}}}{T_{\text{TE}} T_{\text{TM}} \eta_{\text{obj}}^2}, \quad (9)$$

where $R_{\text{TE(TM)}}$ and $T_{\text{TE(TM)}}$ are the TE (TM) reflection and transmission coefficients of the end facet ($R_{\text{TE}} = 26.7\%$ and $R_{\text{TM}} = 24.7\%$), respectively, and $P_{\text{out}}^{\text{TE(TM)}}$ are the measured TE (TM) powers behind the microscope objective ($P_{\text{out}}^{\text{TE(TM)}} \approx 80 \mu\text{W}$), η_{obj} being the coupling efficiency of the microscope objective ($\eta_{\text{obj}} \approx 0.7$).

Accordingly, for the second interaction,

$$P_{\rightarrow}^{\text{TM}} P_{\leftarrow}^{\text{TE}} = \frac{R_{\text{TE}} P_{\text{out}}^{\text{TE}} P_{\text{out}}^{\text{TM}}}{T_{\text{TE}} T_{\text{TM}} \eta_{\text{obj}}^2}. \quad (10)$$

For a $5 \mu\text{m}$ wide homogenous sample, we found $\eta_{\text{cav}}/L = 1.1 \times 10^{-3} \pm 0.4 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}$, to be compared with the efficiency $\eta_0/L = 4 \times 10^{-6} \pm 2.3 \times 10^{-6} \text{ W}^{-1} \text{ mm}^{-1}$ of the sample reported in [16]. The enhancement of the nonlinear conversion efficiency due to the microcavity is of at least 2 orders of magnitude: $\eta_{\text{cav}}/\eta_0 \in [100; 500]$, in agreement with the numerical simulations reported in Subsection 3.D. For a device producing twin photons for quantum information applications, it is useful to deduce from these measurements the internal PDC efficiency in terms of pairs produced per pump photon. For the ridge microcavity, it results in 1.2×10^{-11} pairs/pump photon.

B. Time Correlation in PDC

We also carried out a PDC experiment by pumping a 1 mm long sample with a pulsed Ti:Sapphire laser beam at 760 nm

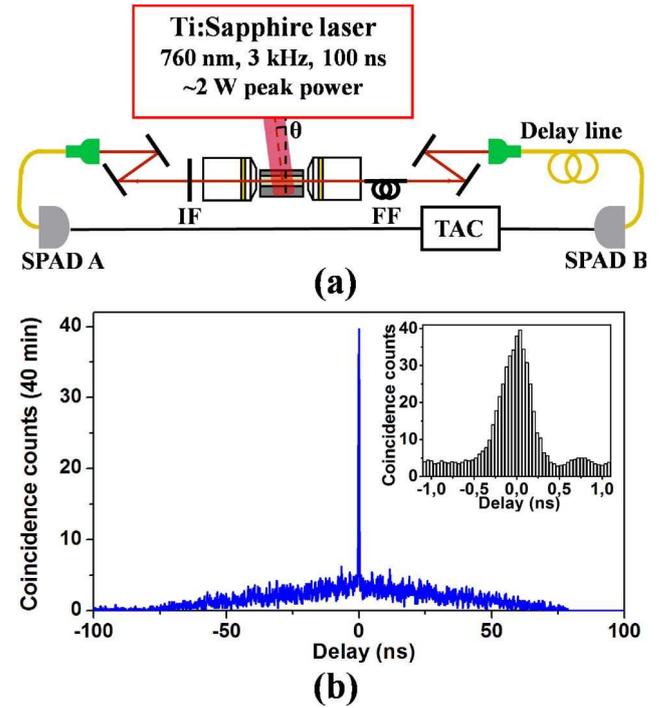


Fig. 8. (Color online) (a) Experimental setup for coincidence counting. IF and FF represent an interference filter (10 nm bandwidth) and a fibered filter (1 nm bandwidth), respectively, used to reduce luminescence noise. SPAD A and B are two single-photon avalanche photodiodes. (b) Coincidence histogram acquired in 40 min for a pump peak power of 2 W. Inset: zoom on the coincidence peak.

(100 ns pulses, 2 W peak power, 3 kHz repetition rate) impinging on the waveguide surface [Fig. 8(a)]. The emitted photon pairs are collected by two $\times 40$ microscope objectives, injected into single-mode fibers and detected by two InGaAs single-photon avalanche photodiodes (Id 201 from Id Quantique) with 10% detection efficiency and 100 ns gate, triggered by the pump laser. A time-to-amplitude converter (TAC) is used to measure the time correlations between the counterpropagating beams, to demonstrate the emission of photons by pair. Figure 8(b) shows a time-coincidence histogram obtained with an acquisition time of 40 min: a peak is clearly apparent, corresponding to the detection of photons from the same pair. The SNR is 10. The source brightness can be deduced from the amount of detected coincidences, 0.14 pairs/s. Taking into account the detectors' quantum efficiency (10%), the filters' transmission and the coupling to single-mode fibers (7%), and the transmission of both the microscope objectives and the waveguide facets (49%), we estimate around 12,000 generated pairs/s. We notice that this is a noticeable result with respect to the proof of concept of [16], where the number of generated pairs per second was only 1500 with SNR = 8, using the same laser source with a peak power of 100 W and an acquisition time of 12 h. This result is perfectly consistent with both the efficiency enhancement that we have calculated and estimated via SESHG, and the reduction of the luminescence noise from the substrate. The efficiency of this source opens the way to the demonstration of several interesting quantum properties of the emitted photons. The indistinguishability between two photons of a degenerate pair and the evaluation of the potentiality of their entanglement have recently been demonstrated via a Hong–Ou–Mandel

experiment [18]. In this type of experiment, two indistinguishable photons enter a 50/50 beam splitter at the same time; the destructive interference makes them exit the device through the same output, thus inducing a dip in the coincidence histogram. The obtained net visibility of 85%, mainly limited by the lack of antireflection coating on the waveguide facets, attests the high quality of the two-photon state that can be obtained with the source, which could thus be integrated in more complex quantum photonic architectures [25].

5. CONCLUSION

We have discussed a few schemes of bright semiconductor sources of counterpropagating two-photon states generated by PDC. The geometry consists of a microcavity excited by a resonant pump beam such that the emitted photons are guided with orthogonal polarization. We have experimentally demonstrated an efficiency of 1.2×10^{-11} pairs/pump photon for a 1.8 mm long waveguide. The twin character of the emitted photons was demonstrated through time correlation measurements. These results open the way to the demonstration of several interesting features associated with the counterpropagating geometry, such as the control of the frequency correlation degree via the spatial and spectral properties of the pump beam and the direct generation of Bell states.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge financial support from Partenariat Hubert Curien Germaine de Stael 2009, Délégation Générale de l'Armement (DGA), and Region Ile-de-France in the framework of C'Nano IdF. C'Nano IdF is the nanoscience competence center of Paris Region, supported by CNRS, Commissariat à l'Énergie Atomique, Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, and Region Ile-de-France.

REFERENCES

1. Y. J. Ding, S. J. Lee, and J. B. Khurgin, "Transversely pumped counterpropagating optical parametric oscillation and amplification," *Phys. Rev. Lett.* **75**, 429–432 (1995).
2. Y. J. Ding, J. B. Khurgin, and S.-J. Lee, "Transversely-pumped counter-propagating optical parametric oscillators and amplifiers: conversion efficiencies and tuning ranges," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1648–1658 (1995).
3. G. Beadie, W. S. Rabinovich, and Y. J. Ding, "Transversely pumped nonlinear conversion structure which generates counterpropagating guided waves: theory and numerical modeling," *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 863–872 (2001).
4. S. E. Harris, "Proposed backward wave oscillation in the infrared," *Appl. Phys. Lett.* **9**, 114–116 (1966).
5. C. Canalias and V. Pasiskevicius, "Mirrorless optical parametric oscillator," *Nat. Photon.* **1**, 459–462 (2007).
6. V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone, and F. N. C. Wong, "Clock synchronization with dispersion cancellation," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 117902 (2001).
7. Y.-S. Zhang, C.-F. Li, Y.-F. Huang, and G.-C. Guo, "Limitations of practical multiphoton decoherence-free states," *Phys. Rev. A* **72**, 012308 (2005).
8. E. Knill, R. Laflamme, and G. Milburn, "A scheme for efficient quantum computation with linear optics," *Nature* **409**, 46–52 (2001).
9. V. Giovannetti, L. Maccone, J. H. Shapiro, and F. N. C. Wong, "Extended phase-matching conditions for improved entanglement generation," *Phys. Rev. A* **66**, 043813 (2002).
10. W. P. Grice, A. B. U'Ren, and I. A. Walmsley, "Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states," *Phys. Rev. A* **64**, 063815 (2001).
11. A. B. U'Ren, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, "Photon engineering for quantum information processing," *Quantum Inf. Comput.* **3**, 480–502 (2003).
12. J. P. Torres, F. Macià, S. Carrasco, and L. Torner, "Engineering the frequency correlations of entangled two-photon states by achromatic phase matching," *Opt. Lett.* **30**, 314–316 (2005).
13. A. B. U'ren, R. Erdmann, and I. A. Walmsley, "Synthesis of time-bin entangled states via tailored group velocity matching," *J. Mod. Opt.* **52**, 2197–2205 (2005).
14. Z. D. Walton, M. C. Booth, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Controllable frequency entanglement via auto-phase-matched spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A* **67**, 053810 (2003).
15. Z. D. Walton, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Generation of polarization-entangled photon pairs with arbitrary joint spectrum," *Phys. Rev. A* **70**, 052317 (2004).
16. L. Lanco, S. Ducci, J.-P. Likforman, X. Marcadet, J. A. W. van Houwelingen, H. Zbinden, G. Leo, and V. Berger, "Semiconductor waveguide source of counterpropagating twin photons," *Phys. Rev. Lett.* **97**, 173901 (2006).
17. L. Lanco, S. Ducci, J.-P. Likforman, M. Ravaro, P. Filloux, X. Marcadet, G. Leo, and V. Berger, "Backward difference frequency generation in an AlGaAs waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 031106 (2006).
18. X. Caillet, A. Orieux, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, and S. Ducci, "Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature," *Opt. Express* **18**, 9967–9975 (2010).
19. A. De Rossi and V. Berger, "Counterpropagating twin photons by parametric fluorescence," *Phys. Rev. Lett.* **88**, 043901 (2002).
20. M. C. Booth, M. Atature, G. Di Giuseppe, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, "Counterpropagating entangled photons from a waveguide with periodic nonlinearity," *Phys. Rev. A* **66**, 023815 (2002).
21. A. Andronico, X. Caillet, I. Favero, S. Ducci, V. Berger, and G. Leo, "Semiconductor microcavities for enhanced nonlinear optics interactions," *J. Eur. Opt. Soc.* **3**, 08030 (2008).
22. L. Sciscione, M. Centini, C. Sibilìa, M. Bertolotti, and M. Scalora, "Entangled, guided photon generation in (1 + 1)-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. A* **74**, 013815 (2006).
23. M. Ravaro, M. Le Dù, J.-P. Likforman, S. Ducci, V. Berger, and G. Leo, "Estimation of parametric gain in GaAs/AlOx waveguides by fluorescence and second harmonic generation measurements," *Appl. Phys. Lett.* **91**, 191110 (2007).
24. E. Guillotel, M. Ravaro, F. Ghiglieno, C. Langlois, C. Ricolleau, S. Ducci, I. Favero, and G. Leo, "Parametric amplification in GaAs/AlOx waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **94**, 171110 (2009).
25. T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien, "Quantum computers," *Nature* **464**, 45–53 (2010).

Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature

X. Caillet¹, A. Orieux¹, A. Lemaître², P. Filloux¹, I. Favero¹, G. Leo¹
and S. Ducci^{1,*}

¹Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 CNRS-Université Paris Diderot, Case courrier 7021, 75205, Paris Cedex 13, France

²Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

*sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

Abstract: We experimentally demonstrate an integrated semiconductor ridge microcavity source of counterpropagating twin photons at room temperature in the telecom range. Based on type II parametric down conversion with a counterpropagating phase-matching, pump photons generate photon pairs with an efficiency of about 10^{-11} and a spectral linewidth of 0.3 nm for a 1 mm long sample. The indistinguishability of the photons of the pair is measured via a Hong-Ou-Mandel two-photon interference experiment showing a visibility of 85 %. This work opens a route towards new guided-wave semiconductor quantum devices.

© 2010 Optical Society of America

OCIS codes: (270.0270) Quantum optics; (190.4410) Nonlinear optics.

References and links

1. G. Tittel and G. Weihs, "Photonic Entanglement for fundamental tests and quantum communication," *Quantum Inf. Comput.* **1**, 3–56 (2001).
2. M. Atature, G. Di Giuseppe, M. D. Shaw, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Multiparameter entanglement in femtosecond parametric down-conversion," *Phys. Rev. A* **65**, 023808 (2002).
3. W. P. Grice, A. B. U'Ren, and I. A. Walmsley, "Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states," *Phys. Rev. A* **64**, 063815 (2001).
4. E. Knill, R. Laflamme, and G. Milburn, "A scheme for efficient quantum computation with linear optics," *Nature (London)* **409**, 46–52 (2001).
5. V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone, and F. N. C. Wong, "Clock Synchronization with Dispersion Cancellation," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 117902 (2001).
6. Z. D. Walton, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Generation of polarization-entangled photon pairs with arbitrary joint spectrum," *Phys. Rev. A* **70**, 052317 (2004).
7. D. Stick, W. K. Hensinger, S. Olmschenk, M. J. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe, "Ion trap in a semiconductor chip," *Nat. Phys.* **2**, 36 (2006).
8. S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. H. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland, "Microfabricated Surface-Electrode Ion Trap for Scalable Quantum Information Processing," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 253003 (2006).
9. W. Hansel, P. Hommelhoff, T. W. Hansch, and J. Reichel, "Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip," *Nature (London)* **413**, 498–501 (2001).
10. R. J. Young, R. M. Stevenson, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, "Improved fidelity of triggered entangled photons from single quantum dots," *New J. Phys.* **8**, 29 (2006).
11. N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. D. Gerardot, and P. M. Petroff, "Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 130501 (2006).

12. L. Lanco, S. Ducci, J.-P. Likhforman, X. Marcadet, J. A. W. van Houwelingen, H. Zbinden, G. Leo, and V. Berger, "Semiconductor Waveguide Source of Counterpropagating Twin Photons," *Phys. Rev. Lett.* **97**, 173901 (2006).
13. M. Aspelmeyer, "Quantum optics: Enlightened chips," *Nat. Photon.* **1**, 94–95 (2007).
14. Z. D. Walton, M. C. Booth, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Controllable frequency entanglement via auto-phase-matched spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A* **67**, 053810 (2003).
15. A. Andronico, X. Caillet, I. Favero, S. Ducci, V. Berger, and G. Leo, "Semiconductor microcavities for enhanced nonlinear optics interactions," *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* **3**, 08030 (2008).
16. C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference," *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044–2046 (1987).
17. K. Wang, "Quantum theory of two-photon wavepacket interference in a beamsplitter," *J. Phys. B* **39**, R293–R324 (2006).
18. The use of expression (2), established for a monochromatic pump beam, is justified in our case by the following argument: since the pump laser is largely multimode, the expression of N_c can be evaluated by integrating expression (2) over the spectral bandwidth of the pump. By doing this we have verified that the shape of the dip (in particular V and Δz) is not affected by the pump bandwidth.
19. A. De Rossi and V. Berger, "Counterpropagating Twin Photons by parametric fluorescence," *Phys. Rev. Lett.* **88**, 043901 (2002).
20. A. Martin, V. Cristofori, P. Aboussouan, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli, "Integrated optical source of polarization entangled photons at 1310 nm," *Opt. Express* **17**, 1033–1041 (2009).
21. T. Zhong, F. N. C. Wong, T. D. Roberts, and P. Battle, "High performance photon-pair source based on a fiber-coupled periodically poled $KTiOPO_4$ waveguide," *Opt. Express* **17**, 12019–12030 (2009).
22. X. Caillet, V. Berger, G. Leo, and S. Ducci, "A semiconductor source of counterpropagating twin photons: a versatile device allowing the control of the two-photon state," *J. Mod. Opt.* **56**, 232–239 (2009).

1. Introduction

Photon pair sources are an important resource for a large number of quantum optics experiments; in particular, entangled two-photon states have been used to confirm the foundations of quantum mechanics and constitute today one of the building blocks of quantum information and communication [1]. The most widely used way to produce entangled photon pairs is spontaneous parametric down-conversion (SPDC), in which one pump photon is annihilated into two photons sharing its energy which can be entangled in one or more of their degrees of freedom: frequency, polarization, momentum, and orbital angular momentum [2]. In terms of frequency, a narrow band pump beam produces anti-correlated twin photons. Recent developments in quantum information theory have arisen a growing interest on 'generalized' states of frequency correlation [3]. Two related sample applications are given by optical quantum computation protocols based on indistinguishable (and thus uncorrelated) photons [4], and the improvement of clock synchronization based on frequency correlated photons [5]. In this context, counterpropagating phase matching, in which a pump field impinges on top of a waveguide generating two counter-propagating wave-guided signal and idler beams, has been demonstrated to be a flexible and versatile means to generate generalized states of frequency correlation [6].

In addition, a great deal of effort has been devoted to the miniaturization of quantum information technology on semiconductor chips, including micro-traps for ions [7, 8] and atoms [9], and quantum-dot based sources of entangled photons [10, 11]. Compared with the last approach, parametric generation in semiconductor waveguides has the advantage of room-temperature operation and a highly directional emission, which dramatically enhances the collection efficiency.

In this work we present a semiconductor ridge microcavity source of quantum light that combines the potential of a full optoelectronic integration with the versatility of two photon state generation under counterpropagating phase matching. In the following, we will first describe the working principle and the design of the device. We then present the SPDC characterisation of the source (Section 3) and a Hong-Ou-Mandel experiment aimed at demonstrating the indistinguishability between the two photons of the pair and to evaluate the potentiality of entanglement (Section 4). Finally, we will conclude with the perspectives opened by these results (Section 5).

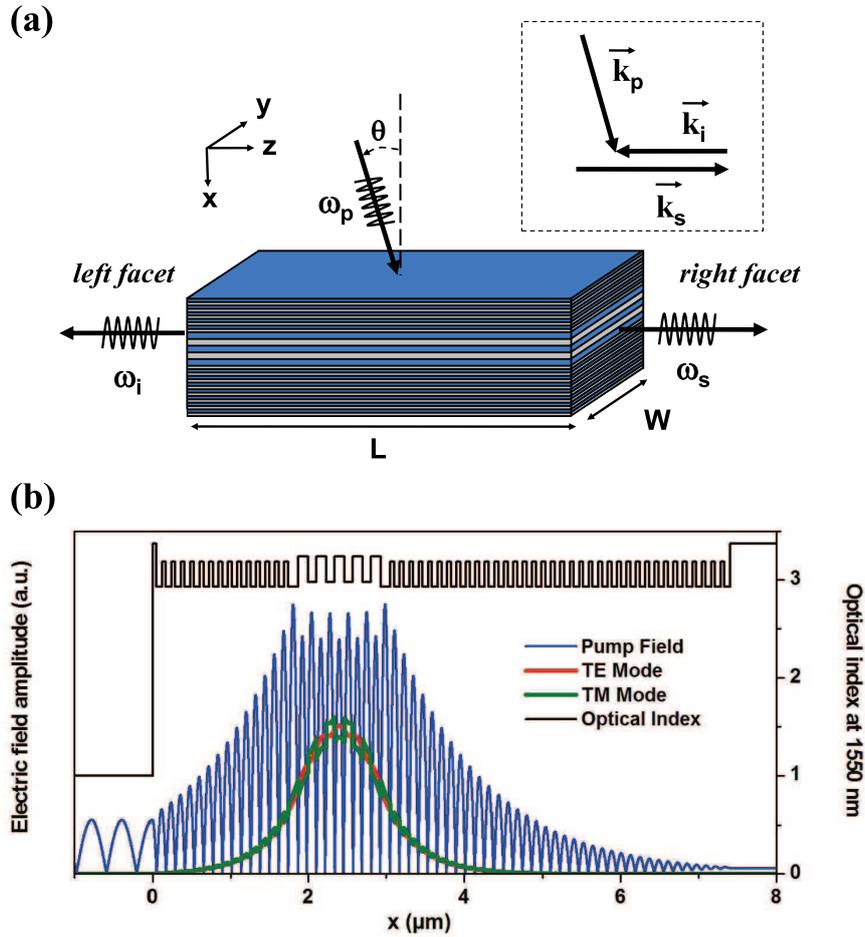


Fig. 1. Parametric generation of counterpropagating twin photons in a multilayer waveguide. (a) Counterpropagating phase-matching scheme. The phase matching is automatically obtained in the z direction; QPM is provided by a periodic modulation of the nonlinear susceptibility in the waveguide core along the epitaxial direction. (b) Amplitude of the interacting modes and optical index profile of the microcavity. The pump field enhancement strongly improves the generation efficiency.

2. Working principle and design of the semiconductor ridge microcavity

A preliminary demonstration of a twin-photon semiconductor waveguide source based on counterpropagating phase-matching has been reported in an AlGaAs waveguide [12, 13]. In that experiment [Fig. 1(a)], a pump field impinges on top of the waveguide generating two counterpropagating, orthogonally polarized wave-guided twin photons through SPDC.

The frequencies of the emitted fields are fixed by the energy ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$) and momentum ($k_p \sin \theta = n_s k_s - n_i k_i$) conservation, where ω_p , ω_s and ω_i (k_p , k_s and k_i) are the frequencies (wave vectors) of pump, signal and idler; θ is the angle of incidence of the pump beam, and n_s and n_i are the effective indices of the signal and idler modes. Momentum conservation in the

epitaxial direction is fulfilled by alternating $Al_{0.25}Ga_{0.75}As/Al_{0.80}Ga_{0.20}As$ layers having different nonlinear susceptibilities to implement a Quasi Phase Matching (QPM) scheme. Since for each value of λ and θ there is always a pair of photons satisfying these conservation laws, this geometry is also said to be auto-phase-matched [14]. Moreover, as the three interacting fields propagate in different directions, there is no need to filter the pump beam from the down-converted TE-TM fields and to separate these at a beam splitter, which represents an advantage with respect to collinear configurations. However, the performances reported in Ref. [12] were affected by low conversion efficiency and low signal/noise ratio due to photo-luminescence from the substrate, which prevented the utilization of that source for quantum optics experiments.

In the completely new design reported here, we included two Distributed Bragg Reflectors (DBRs), one on the top and the other at the bottom of the waveguide, in order to create a microcavity for the pump beam and obtain a nearly standing wave therein [Fig. 1(a)]. In this configuration, the internal amplitude of the pump field is much greater than outside; moreover, the high reflectivity of the lower DBR reduces the penetration of the pump field into the substrate, thus limiting the photo-luminescence noise [15]. Such vertical microcavity, designed with the transfer matrix method, consists of : air/ DBR up (18-period asymmetrical $Al_{0.35}Ga_{0.65}As/Al_{0.90}Ga_{0.10}As$) / QPM (4.5 period $Al_{0.25}Ga_{0.75}As/Al_{0.80}Ga_{0.20}As$) / DBR down (41-period asymmetrical $Al_{0.35}Ga_{0.65}As/Al_{0.90}Ga_{0.10}As$) / substrate (GaAs). The DBRs placed on both sides of the QPM region, play a double role: (1) waveguide cladding for the counter-propagating signal and idler; (2) mirror for the vertical cavity resonating at the pump wavelength. The sample was first grown by molecular beam epitaxy on a (100) GaAs substrate, then chemically etched to create $2.5 - 3.5 \mu m$ deep ridges with $5 - 6 \mu m$ widths. The efficiency enhancement factor allowed by the vertical microcavity can be expressed as [15]:

$$\frac{\eta_{cavity}}{\eta_0} = \frac{2(1+n)^2}{\pi n} \frac{F}{1 + |1 + T_{down}/T_{up}|} \quad (1)$$

where η_{cavity} (η_0) is the conversion efficiency defined as the ratio between the number of generated pairs and the number of pump photons, in the presence (absence) of the microcavity; n is the mean effective index of the waveguide, T_{up} (T_{down}) the transmission coefficients of the upper (lower) mirror, and F the finesse of the cavity. In order to have an efficient process in the whole device, the resonance wavelength of the vertical microcavity must be the same over the entire length of the ridge; for this reason, in our design the upper value of F is set by the homogeneity of the sample, i.e. by the epitaxial growth (in our case $F \sim 100$). Figure 1(b) shows the calculated amplitude profiles of the interacting fields, at cavity resonance.

3. SPDC measurements

In our geometry, two equally probable interactions occur: in the former (interaction 1), the guided mode copropagating with the z component of the pump beam (signal mode) is TE polarized and the counterpropagating one (idler mode) is TM polarized; in the latter (interaction 2), the reverse occurs. Since the signal and idler central frequencies are determined by the conservation of energy and momentum in the z direction, the incidence angle of the pump beam provides a very convenient means to tune them. The X-shaped tunability curves of our source, typical of type II interactions, are shown in Fig. 2(a). The degeneracy angles of interactions 1 and 2 are different from zero due to the modal birefringence of the waveguide; the geometry imposes that they are symmetrical with respect to $\theta = 0^\circ$. Note that a crucial feature of this device is the possibility of directly generating Bell states by simultaneously pumping at the two degeneracy angles.

Figure 2(b) shows the SPDC spectrum obtained with a TE polarized pump beam provided by a pulsed Ti:Sapphire laser (100 ns pulses, 3 kHz repetition rate), with wavelength $\lambda_p = 759.5$ nm and linewidth 0.3 nm. The beam is collimated with a cylindrical lens on top of the waveguide ridge. The generated photons are collected from either facet of the waveguide with a microscope objective, spectrally analyzed with a monochromator, and then coupled into a fibered InGaAs single-photon avalanche photodiode (Id 201 from ID Quantique) with 50 ns gate and 15% detection efficiency. The spectra confirm the occurrence of the two processes predicted in Fig. 2(a) and demonstrate the possibility of direct generation of polarization-entangled states. The amplitude difference between the observed signal and idler is due to the fact that on path R the idler photons are collected after their reflection on the left facet, while on path L the signal photons are collected after their reflection on the right facet. An antireflection coating on both facets of the sample would allow an automatic separation of the photons of each pair and their direct coupling into two optical fibers, through standard pigtailling. In this experiment, the bandwidth of the generated photons stems from the convolution of the pump spectrum (0.3 nm FWHM), the phase matching band (0.3 nm FWHM for a sample of length $L = 1$ mm) and of the monochromator resolution (0.1 nm). In the case of a monochromatic pump beam, the spectrum of the down-converted photons is given by the usual function $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$. One of the main advantages of the counterpropagating geometry arises from the rapid increase of Δk when one moves away from perfect phase matching, which leads to a bandwidth of the downconverted photons that is one to two orders of magnitude narrower than for collinear geometries: this lends itself to long-distance propagation in optical fibers, with a negligible chromatic dispersion. Measuring the amount of detected photons, we estimate the brightness of our twin photon source to be around 10^{-11} pairs/pump photons, representing an enhancement of at least two orders of magnitude with respect to the device presented in Ref. [12]. The consequent improvement of the signal/noise ratio makes the source suitable for quantum optics applications.

4. Hong-Ou-Mandel (HOM) interference measurements

Since polarization-entangled photon pairs require the indistinguishability of the two photons for any degree of freedom but polarization, a HOM experiment [16] is perfectly suited to measure the distinguishability of two individual photons, thus giving an estimate of the entanglement quality [20, 21]. In this type of experiment, two indistinguishable photons enter a 50/50 beam splitter at the same time; the destructive interference makes them exit the device through the same output, thus inducing a dip in the coincidence histogram. The visibility of this dip gives informations on the quality of indistinguishability and thus on the potential amount of entanglement, while its width corresponds to the coherence length of the interfering photons. The application of this test to our source requires that the two photons of the pair are made indistinguishable by rotating the polarization of one of them by 90° . Figure 3(a) shows the experimental layout for the two-photon interference. The waveguide is pumped with the Ti:Sapphire laser described in the previous section, over a length of 0.65 mm, with a peak power of 1.5 W, and an angle of incidence $\theta_{deg} = 0.37^\circ$, corresponding to the degeneracy angle of interaction 1. This leads to the generation of 10 pairs per pump pulse, equally distributed on the two kinds of interactions; the pairs generated via interaction 1 are selected with two polarizers. A retroreflector placed in one arm of the interferometer is used to adjust the relative delay between the two photons and a half-wave plate is used to make their polarizations parallel. The photons recombine onto a fibered 50/50 beam splitter and the signal emerging from its two outputs is detected. A time-interval analyzer records the delay between the arrival times of the generated photons. The overall transmission coefficient of the interferometer is 12.5% (70% waveguide facets, 70% microscope objectives, 50% interference filters, 50% fiber beam splitter). The interference filters, centred at 1520 nm with a bandwidth of 10 nm, are used to reduce the lu-

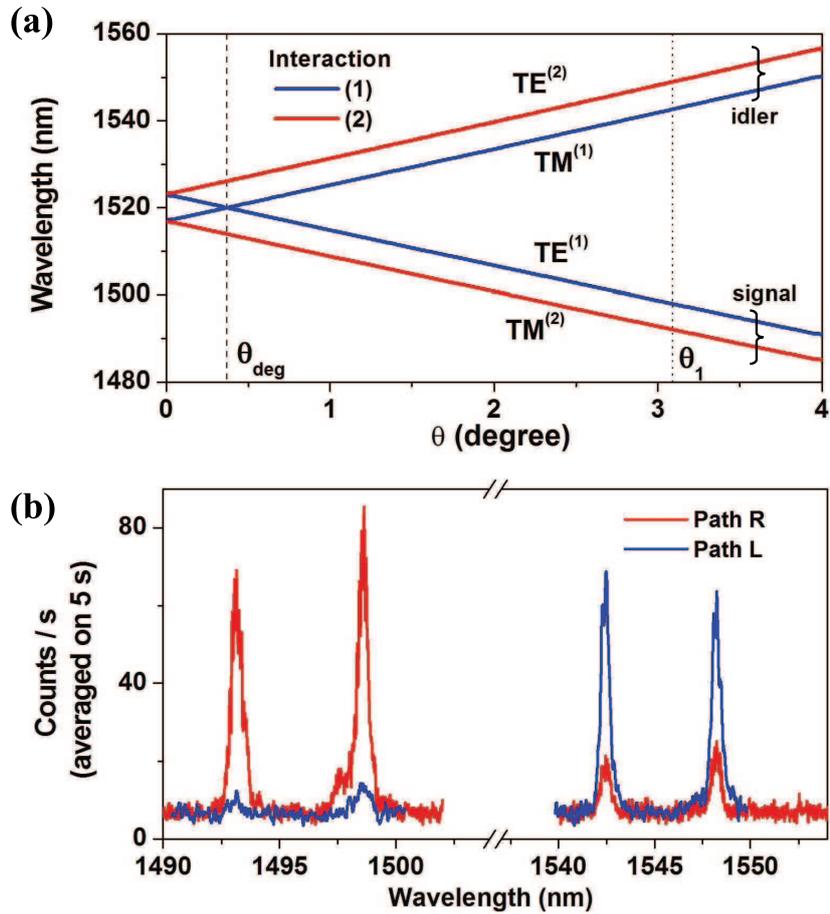


Fig. 2. Tunability curves and emission spectra. (a) Line: Calculated tuning curves as a function of the pump incident angle for a pump wavelength of 760 nm and the structure described in the text. Dashed lines show the selected incident angles for the experiments. (b) SPDC spectra for an angle of incidence of $\theta_1 = 3.1^\circ$ in the photon-counting regime. The peaks correspond to the four kinds of photons that can be generated via the two possible interactions. The background noise here is due to the dark counts of the detectors. Path R(L) denote the detection path of photons exiting the right (left) facet.

minescence noise (which is a white noise of the order of 0.05 photons per nanometre per pump pulse, over a width of a few hundred nanometres). The photons are detected via two InGaAs single-photon avalanche photodiodes; in our operating conditions their detection rate is 3kHz, their gate is 100 ns, their detection efficiency is 20 % and the dark-count rate is 20 counts/s. This set-up typically allows to detect a signal of 400 counts/s, with a luminescence noise of about 20 counts/s.

Figure 3(b) reports the dip observed in the coincidence counts vs the optical path length difference between the two arms, once the accidental counts have been removed: this dip is a clear signature of the destructive interference between the two photons. The solid line shows the fit between our data and the theoretical expression of the HOM dip [17, 18]:

$$N_c = 1 - V \exp\left(-\frac{\pi^2}{\log 2} \left[\frac{\Delta z \Delta \lambda}{\lambda^2}\right]^2\right) \quad (2)$$

where N_c is the normalized coincidence rate, V the visibility, Δz is the optical path difference, λ is the degeneracy wavelength, and $\Delta \lambda$ is the full width at half maximum spectral intensity. The two fitting parameters are $\Delta \lambda$ and V ; for the first one we obtain 0.53 nm, in excellent agreement with the theoretical value $0.52 \text{ nm} \pm 0.04 \text{ nm}$ expected for the sample length $L = 0.65 \text{ mm}$ [19], while for the second one we obtain 85 %. We emphasize that this value is obtained without using any filters, as is often done in order to reduce the spectral bandwidth of the emitted photons. The main cause of the less-than-perfect visibility in our experiment is due to the fact that the waveguide facets are not anti-reflection coated and have reflectivity coefficients for TE and TM modes $R_{TE} = 27 \%$ and $R_{TM} = 25 \%$ respectively. Note that, in our set up, a coincidence event can be not only due to two photons directly transmitted by the facets, but also to one photon directly transmitted and one photon having experienced two reflections before leaving the waveguide. Since in the latter case, the path difference for the two photons is not the same as for the former case, these photons do not contribute to the dip. These events should give rise to satellite dips 6 mm away from the main dip, which are not visible in our measurements due to the uncertainties affecting our data. Coincidence events may also be due to photons from interaction 2 (which are partially transmitted by the 10 nm interference filters) having experienced one reflection each. These photons are not degenerate so they do not contribute to the dip either. If we consider the first case to have a probability 1, the second case has a probability $R_{TE}^2 + R_{TM}^2$ and the third case has a probability $(T_{inter2}/T_{inter1})^2 R_{TE} R_{TM}$, where $T_{inter1(2)}$ is the transmission coefficient of the interferential filter for interaction 1(2). The visibility is then given by $V = 1/(1 + R_{TE}^2 + R_{TM}^2 + (T_{inter2}/T_{inter1})^2 R_{TE} R_{TM}) = 86 \% \pm 1 \%$, which is in agreement with our experimental results.

5. Conclusion

The above results constitute the first demonstration of two-photon interference obtained with a semiconductor integrated source at room temperature. They pave the way to the demonstration of a few interesting features associated to the counterpropagating geometry, such as the direct generation of polarization-entangled Bell states or the two-photon state controlled generation via the proper choice of the spatial and spectral pump beam profile [3, 6, 22]. The efficiency of this device, along with the high-quality quantum properties of the generated photons and their telecom wavelength, makes this source a serious candidate for integrated quantum photonics.

Acknowledgements

The authors thank Filippo Ghiglieno for his experimental help with fibered components, and Thomas Coudreau, Claude Fabre and Hugo Zbinden for fruitful discussions. This work was

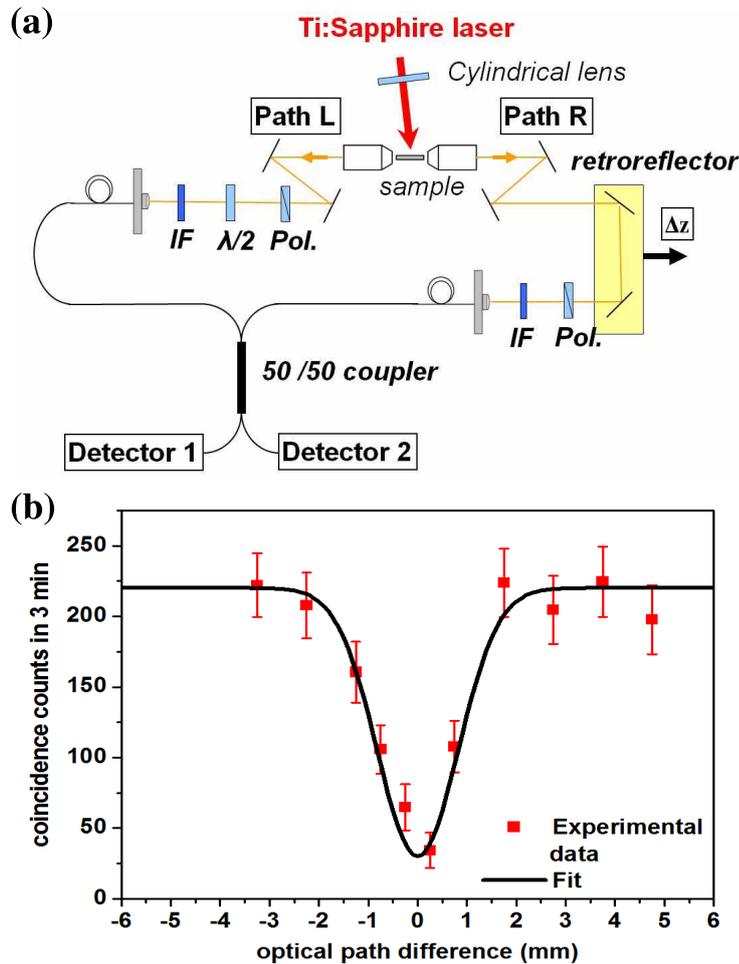


Fig. 3. Two-photon interference set-up and HOM dip. (a) Sketch of the experimental setup used for the two photon interference. The two photons generated in the selected interaction are combined in a fibered 50/50 coupler, where quantum interference occurs. The polarization of one of the two photons is rotated of 90° with a half-wave plate. A retroreflector placed in one arm of the interferometer is used to adjust the relative delay of the two photons. (b) Coincidence counts in 3 min (total counts - accidental counts) as a function of the relative length of the two arms. The accidental coincidence counts accounts for 14% of the total coincidence counts outside the dip. The coincidence windows taken into account is 400 ps. The error bars are determined by the Poisson distribution (the square-root sum of the total coincidence counts) and the solid line is the numerical fit.

partly funded by Partenariat Hubert Curien Germaine de Stael 2009.

Chapitre 8

Propriétés du dispositif en régime de pompage picoseconde

Un certain nombre de travaux théoriques [97, 98, 99] montrent que la fluorescence paramétrique en pompage transverse offre une grande versatilité de l'état à deux photons dans le domaine fréquentiel. En effet, dans cette géométrie particulière, la manipulation spatiale et spectrale du champ de pompe permet d'influer directement sur la distribution spectrale et les corrélations des paires générées. Comme nous allons le voir plus en détails dans la deuxième section de ce chapitre, c'est dans le régime de pompage picoseconde que cette versatilité est la plus grande. Ce domaine temporel est d'ailleurs bien plus adapté à l'information quantique [100] que le régime nanoseconde utilisé jusqu'au début de ma thèse pour cette source, notamment parce qu'il permet des taux de répétition plus grands tout en conservant des méthodes de synchronisation peu contraignantes (ce qui n'est pas le cas du régime femtoseconde). Les impulsions de quelques picosecondes permettent aussi d'éviter les problèmes d'échauffement au cours de l'impulsion qu'on rencontrait dans le régime nanoseconde, avec des variations d'indice de réfraction et donc d'accord de phase au cours de l'impulsion. Du point de vue des détecteurs de photons uniques actuels, ce régime est optimal puisqu'ils peuvent fonctionner avec un taux de répétition de quelques mégahertz et des fenêtres de détection de quelques centaines de picosecondes. Les lasers titane-saphir à verrouillage de modes (et même des diodes laser) permettent de pomper très facilement les sources paramétriques dans ce régime.

C'est pourquoi nous avons choisi de passer en régime de pompage picoseconde pour poursuivre l'exploration des propriétés quantiques de la source. Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter les performances obtenues en termes de taux de production de paires et de bruit avant de montrer les possibilités d'ingénierie de l'état quantique dans le domaine fréquentiel.

8.1 Performances de la source

8.1.1 Montage expérimental

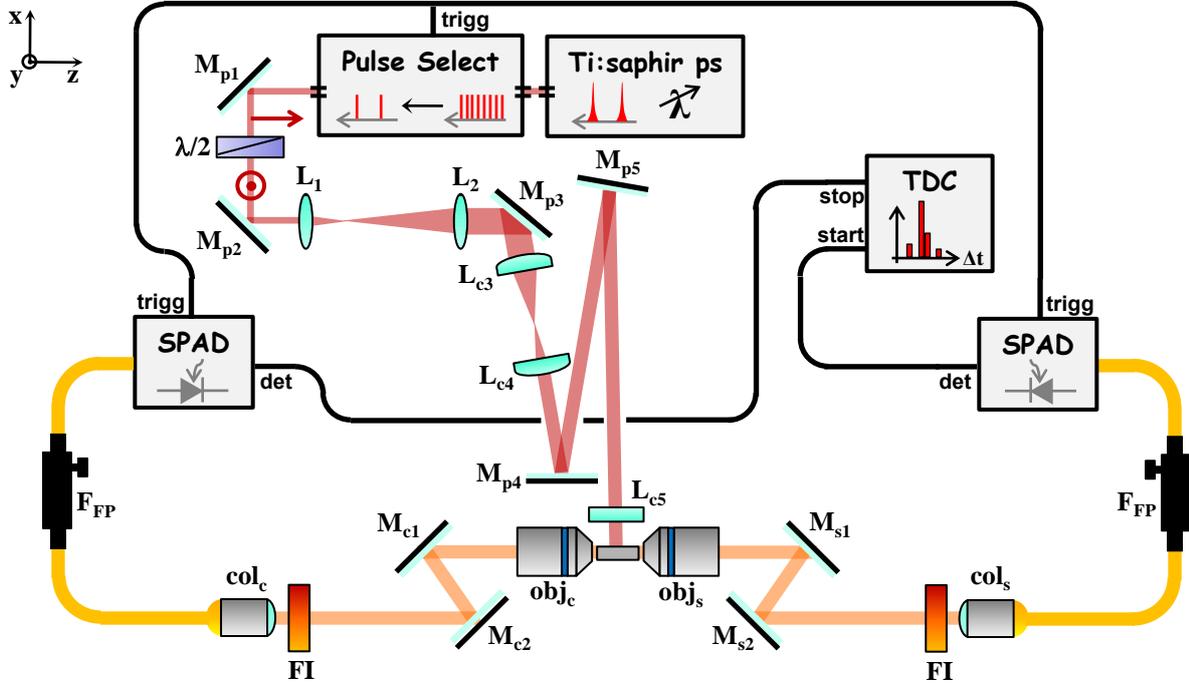


FIGURE 8.1: Schéma du montage expérimental (voir le texte pour la description des différents éléments).

La figure 8.1 schématise le montage expérimental utilisé pour pomper le guide et détecter les photons paramétriques émis en coïncidence. Un laser titane-saphir à modes verrouillés en phase (*MIRA 900P - HP* pompé par un *VERDI 18* de la compagnie *Coherent*) génère un train d'impulsions de durée $\tau_p \approx 3,5$ ps avec un taux de répétition $f_{rep} = 76$ MHz et une puissance moyenne de 4 W. Un modulateur acousto-optique (*Pulse Select*) situé derrière le laser permet de réduire le taux de répétition entre quelques centaines de kilohertz et quelques mégahertz. La polarisation du laser est tournée pour pouvoir pomper le guide avec le champ TE (parallèle à y) nécessaire pour notre accord de phase. Le faisceau est ensuite mis en forme spatialement à l'aide de lentilles sphériques et cylindriques pour un pompage optimal du guide d'onde ruban : un télescope formé par les lentilles L_1 ($f'_1 = 100$ mm) et L_2 ($f'_2 = 300$ mm) permet d'élargir le faisceau pour que la focalisation dans la direction y à travers la lentille cylindrique L_{c5} ($f'_{5y} = 20$ mm) se fasse de façon optimale sur le ruban ($w \approx 4 - 6$ μm). On peut aussi ajuster indépendamment la taille du faisceau dans la direction z avec le télescope de lentilles cylindriques L_{c3} et L_{c4} pour éclairer une longueur L plus ou moins grande du guide.

Enfin, les miroirs M_{p4} et M_{p5} sont utilisés pour régler l'angle d'incidence θ du faisceau de pompe sur le guide (sur une plage de quelques degrés autour de l'incidence normale). L'alignement des différents éléments se fait par autocollimation à l'aide de diaphragmes placés le long du trajet. Une caméra CCD placée à 45° de l'échantillon donne une image du dessus de la barrette de guides et aide à l'alignement du faisceau de pompe sur un guide ainsi qu'à l'alignement des deux bras de collection sur ce même guide. On affine ensuite le couplage du faisceau de pompe dans le guide en maximisant le nombre de photons télécom détectés à l'aide des miroirs M_{p4} et M_{p5} , de la lentille cylindrique L_{c5} et du vernier de longueur d'onde du laser titane-saphir (il faut en effet que la longueur d'onde centrale du laser coïncide avec la longueur d'onde de résonance de la microcavité verticale pour que la production de paires soit efficace).

Pour collecter les photons contrapropageants, on dispose de deux bras symétriques comportant au minimum un objectif de microscope ($\times 40$, $ON = 0,65$), deux miroirs, un filtre interférentiel passe-bande (avec une transmission maximale sur 12 nm) ou passe-haut (avec une longueur d'onde de coupure à 1450 nm) et un collimateur fibré pour collecter les photons dans une fibre télécom monomode standard. On peut ensuite ajouter, selon l'expérience, un filtre Fabry-Perot fibré (de $1,2\text{ nm}$ de largeur à mi-hauteur) avant de détecter les photons à l'aide de photodiodes à avalanche en InGaAs (*id201* de *idQuantique*) dont on peut comparer les instants de détection à l'aide d'une électronique de comptage de coïncidences (TDC). Les filtres ont plusieurs rôles : ils permettent de sélectionner une seule des deux interactions sans avoir recours à un polariseur ; ils permettent aussi d'éliminer une part importante du bruit de luminescence généré par le guide sur une large bande spectrale dans le proche infrarouge comme nous le verrons dans cette section. Notons que ces filtres restent plus larges que les photons de fluorescence paramétrique et ils ne perturbent donc pas l'état à deux photons contrapropageants d'intérêt. L'alignement des bras de collection, une fois le guide choisi, se fait en alignant successivement un bras en collection par rapport à l'autre bras en injection à l'aide d'un laser télécom continu, jusqu'à ce que le faisceau suive le même trajet dans les deux sens de propagation.

8.1.2 Taux de production de paires

Dans ces conditions de pompage, la durée des impulsions doit être prise en compte pour calculer l'efficacité de conversion. En effet, celle-ci dépend du facteur d'amplification de l'intensité de pompe dans la microcavité verticale qui est donné, en régime stationnaire, par l'équation 7.4. Or, en régime picoseconde, le régime stationnaire n'est pas toujours atteint et l'amplification obtenue est donnée par [101] :

$$I_{pulse} = I_{stat} \left(1 - \exp\left(\frac{-\tau_{pulse}}{2\tau'}\right) \right) \quad (8.1)$$

où I_{pulse} (I_{stat}) est le facteur d'amplification de la microcavité en régime pulsé (stationnaire), τ_{pulse} est la durée de l'impulsion laser et $\tau' = \frac{-2L_{eff}c}{\ln(R_1 R_2)}$ est une constante de temps de la micro-

cavité (avec L_{eff} la longueur effective et $R_{1,2}$ la réflectivité des deux miroirs).

La microcavité verticale de nos échantillons ayant une constante de temps $\tau' = 7 ps$, on atteint 92% de l'amplification du régime stationnaire avec des impulsions de 3,5 ps (figure 8.2). L'efficacité de conversion est donc sensiblement la même qu'avec le pompage nanoseconde utilisé jusqu'au début de ma thèse. L'utilisation d'impulsions plus courtes entraînerait cependant une diminution de l'efficacité.

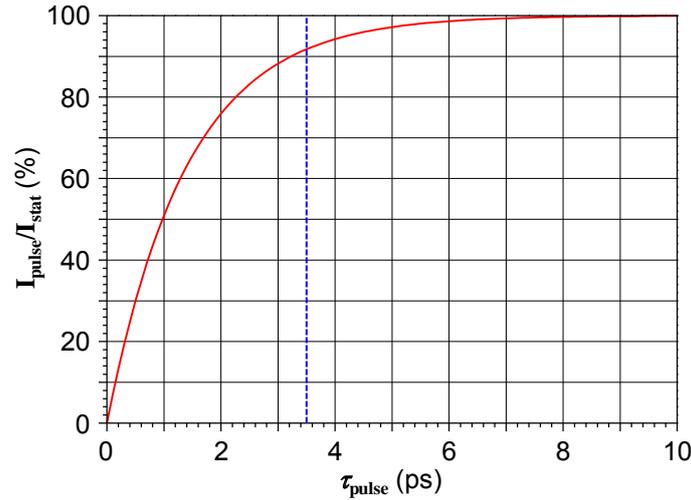


FIGURE 8.2: Amplification de la microcavité verticale en fonction de la durée de l'impulsion laser. Le trait tireté vertical correspond à la durée de l'impulsion de pompe utilisée.

On injecte de l'ordre de 10 nJ par impulsion dans le guide, soit environ 20% de l'énergie par impulsion en sortie du laser titane-saphir (le sélecteur d'impulsions présente une transmission de l'ordre de 60% et le facteur de recouvrement entre le ruban et le faisceau laser est de l'ordre de 35%¹). Avec une efficacité de conversion non linéaire comprise entre 10^{-12} à 10^{-11} paires par photon de pompe selon les guides, on génère donc entre 0,04 et 0,4 paires par impulsion qui se répartissent équitablement entre les deux interactions possibles. Ce taux de production de paires autour de 0,1 est un bon compromis entre un taux de génération de paires raisonnablement élevé et une faible probabilité de doubles paires (qui peuvent générer des coïncidences accidentelles) [102].

Les bras de collection présentent une transmission de l'ordre de 14 à 15% qui résulte de la transmission des facettes (73%), des objectifs de microscope (70%), des coupleurs fibrés (60%) et des filtres (47% dans le cas des filtres interférentiels passe-bande de 12 nm ou 90×55% dans le cas de l'association filtre passe-haut et filtre Fabry-Perot fibré). Donc si on utilise les détecteurs

1. Ce recouvrement pourrait être amélioré en utilisant une lentille L_{c5} de plus courte focale, ce qui n'est pas possible dans la configuration actuelle du fait de l'encombrement des objectifs de microscope, et/ou un faisceau de waist plus grand dans la direction y du ruban.

à leur efficacité de détection maximale (25%), on obtient une efficacité globale de détection de l'ordre de 3,7%.

En travaillant à un taux de répétition de 100 kHz^2 et en ne conservant qu'une seule des deux interactions possibles, on détecte donc entre 75 et 750 photons par seconde sur les deux voies de collection et entre 3 et 30 vraies coïncidences par seconde selon les guides.

8.1.3 Bruit

Un des principaux obstacles à l'obtention d'états quantiques purs est le bruit qui correspond dans notre cas à des événements de détection non attribuables aux paires de fluorescence paramétrique. Ils ont trois causes principales dans notre système, l'émission de doubles paires étant négligeable dans nos conditions de pompage :

- les coups noirs, caractéristiques des détecteurs utilisés, qui proviennent du déclenchement d'une avalanche sans absorption de photon dans les SPAD (*Single Photon Avalanche photoDiode*),
- l'émission de photons incohérents causée par l'absorption de photons de pompe assistée par les défauts du gap et la réémission de photons par ces mêmes défauts sur une large bande spectrale dans l'infrarouge : c'est ce qu'on appelle ici le bruit de luminescence,
- les pertes optiques qui induisent des paires cassées dont les photons orphelins peuvent générer des coïncidences accidentelles avec les deux premières sources de bruit.

En tant qu'utilisateurs de photodiodes à avalanche commerciales, le seul moyen dont nous disposons pour garder le nombre de coups noirs à son niveau minimum est d'utiliser ces détecteurs avec les taux de répétition et les largeurs de fenêtres de détection qui en génèrent le moins. Pour vraiment éliminer ce problème, on pourrait utiliser des détecteurs supraconducteurs [103] qui présentent extrêmement peu de coups noirs mais nécessitent des températures cryogéniques.

Les pertes optiques proviennent à la fois de la faible efficacité de détection des SPAD dans la bande télécom ($\leq 25\%$) et de la transmission imparfaite des différents éléments de collection sur le trajet des photons. Là encore, l'efficacité de détection pourrait être améliorée par l'utilisation des détecteurs supraconducteurs dont les performances ont beaucoup progressé ces dernières années : les détecteurs développés au *NIST* atteignent une efficacité de détection de 55% à 1550 nm [104] avec très peu de coups noirs (moins de 1 kHz sans filtrage temporel) et une jigue temporelle de 140 ps , légèrement inférieure à celle des SPAD. Quant à la transmission de la chaîne de collection, seule une ingénierie poussée des différents éléments permettra de l'améliorer significativement. Il serait notamment souhaitable d'éviter au maximum les connecteurs entre les fibres en épissant les différents éléments fibrés entre eux. Ceci limiterait cependant la versatilité actuelle de notre montage qui s'avère plutôt confortable dans cette phase de test

2. Des taux de répétition plus élevés donnent un rapport signal à bruit équivalent ou moins bon dans notre montage à cause du bruit d'*afterpulse* des détecteurs qui augmente avec le taux de répétition.

des propriétés de la source. Reste le bruit de luminescence que nous pouvons tenter de limiter par un choix approprié des conditions de détection en termes de filtrage spectral et temporel.

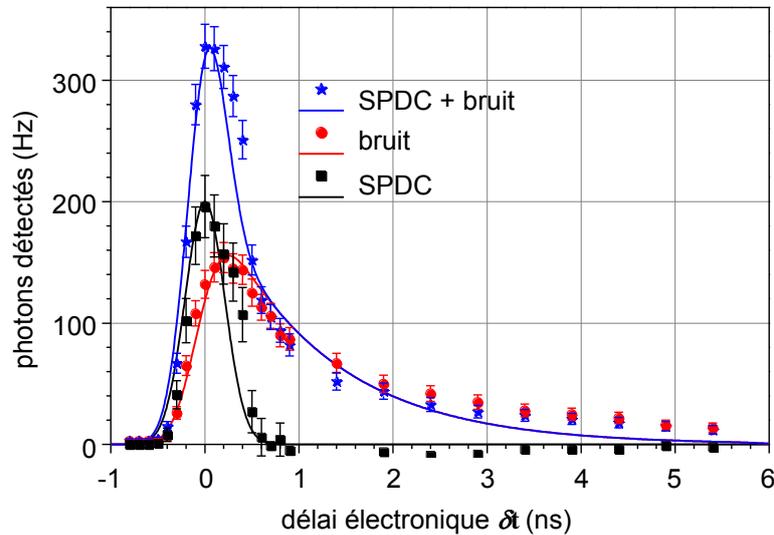


FIGURE 8.3: Evolution du nombre de photons détectés sur la voie du complémentaire en fonction du délai d'ouverture de la fenêtre de détection. Les symboles représentent les points expérimentaux et les traits pleins l'ajustement de ces données avec le modèle décrit dans le texte.

Pour ce faire, nous avons cherché à caractériser l'évolution temporelle du bruit de luminescence par rapport à la fluorescence paramétrique en faisant varier le délai électronique entre le signal de déclenchement du laser et l'ouverture de la fenêtre de détection d'une photodiode à avalanche. Pour cette mesure, nous avons travaillé avec la fenêtre de détection la plus courte disponible sur nos compteurs de photons *id201*, à savoir une gaussienne de 500 ps à mi-hauteur. L'impulsion laser ne dure que 3 à 4 ps et les photons de fluorescence paramétrique ayant un temps de cohérence de l'ordre de quelques picosecondes également, si aucun bruit de luminescence n'est présent, on s'attend à observer la convolution de la fenêtre de détection par un delta de Dirac et donc une image de la fenêtre de détection elle-même.

Nous avons effectué la mesure en deux étapes (figure 8.3) : pour la première mesure, on a placé dans le bras du photon complémentaire un filtre interférentiel passe-bande de 12 nm centré sur la longueur d'onde des photons complémentaires de l'interaction 1 (1520 nm ici). On collecte alors à la fois des photons de fluorescence paramétrique et des photons de bruit. Pour la deuxième mesure, on utilise un filtre présentant les mêmes caractéristiques (transmission et bande passante) mais centré cette fois sur une longueur d'onde où aucun photon ne peut être issu de la fluorescence paramétrique (1580 nm). On détecte alors uniquement des photons de bruit. La soustraction de ces deux mesures permet ainsi de remonter aux vrais photons de fluorescence paramétrique. On observe bien pour ces derniers une gaussienne de largeur $\Delta t_{det} = 500$ ps à mi-

hauteur correspondant à la fenêtre de détection du détecteur et on remarque que les photons de bruit commencent à être émis presque en même temps que les paires de photons paramétriques. Cette émission décroît de façon exponentielle sur quelques nanosecondes (avec une constante de temps $\tau_{lum} \approx 1,2 \text{ ns}$) après le passage de l'impulsion laser. Pour modéliser cette expérience, nous avons utilisé l'expression suivante pour le nombre de photons détectés par seconde D en fonction du délai d'ouverture de la fenêtre de détection δt :

$$D(\delta t) = \int dt (SPDC(t) + lum(t)) \exp\left(-\frac{\ln(2)(\delta t - t)^2}{\Delta t_{det}^2}\right) \quad (8.2)$$

avec $SPDC$ l'évolution temporelle du signal de fluorescence paramétrique :

$$SPDC(t) = a_{SPDC} \delta(t) \quad (8.3)$$

et lum l'évolution temporelle de l'émission de photons de luminescence :

$$lum(t) = \frac{a_{lum}}{\tau_{lum}} \exp\left(-\frac{(t - t_0)}{\tau_{lum}}\right) \quad (8.4)$$

où a_{SPDC} et a_{lum} représentent les intensités respectives des deux processus, t_0 le début de l'émission de bruit de luminescence et τ_{lum} la constante de temps de cette émission. Ces quatre paramètres sont choisis pour ajuster au mieux les données expérimentales.

Les ajustements des données expérimentales ne nous ont pas permis de déterminer si l'émission du bruit démarrait dès le passage de l'impulsion ou après un petit délai t_0 . Il faudrait utiliser des fenêtres de détection 10 à 100 fois plus courtes pour espérer trancher sur ce point. Toujours est-il qu'avec les détecteurs dont nous disposons, nous ne pourrions pas éliminer tout le bruit par une optimisation du délai de détection. On notera malgré tout que le délai optimal se situe environ une centaine de picosecondes avant celui qui maximise le nombre de photons total détectés.

Une fois l'optimisation temporelle effectuée, il nous reste à optimiser le filtrage spectral du bruit. Nous avons d'abord évalué le rapport signal à bruit (RSB) en coïncidences avec les filtres interférentiels passe-bande de 12 nm . En régime de pompage picoseconde, nous ne pouvons pas déterminer le RSB directement en observant l'histogramme de coïncidences. En effet, lorsque les impulsions de pompe (ainsi que les fenêtres de détection) durent une centaine de nanosecondes pour une jigue temporelle du détecteur de l'ordre de 250 ps (comme c'était le cas pour l'expérience d'interférence à deux photons [95]), l'histogramme de coïncidences comporte une base triangulaire correspondant aux coïncidences accidentelles sur laquelle vient s'ajouter un pic nettement plus étroit (de l'ordre de 500 ps) correspondant aux vraies coïncidences entre photons d'une même paire. Dans ce cas, il est facile de distinguer les deux types de coïncidences. En revanche, avec des impulsions laser de 3 à 4 ps et une fenêtre de détection de même largeur que la jigue, il n'est plus possible d'identifier les différentes contributions.

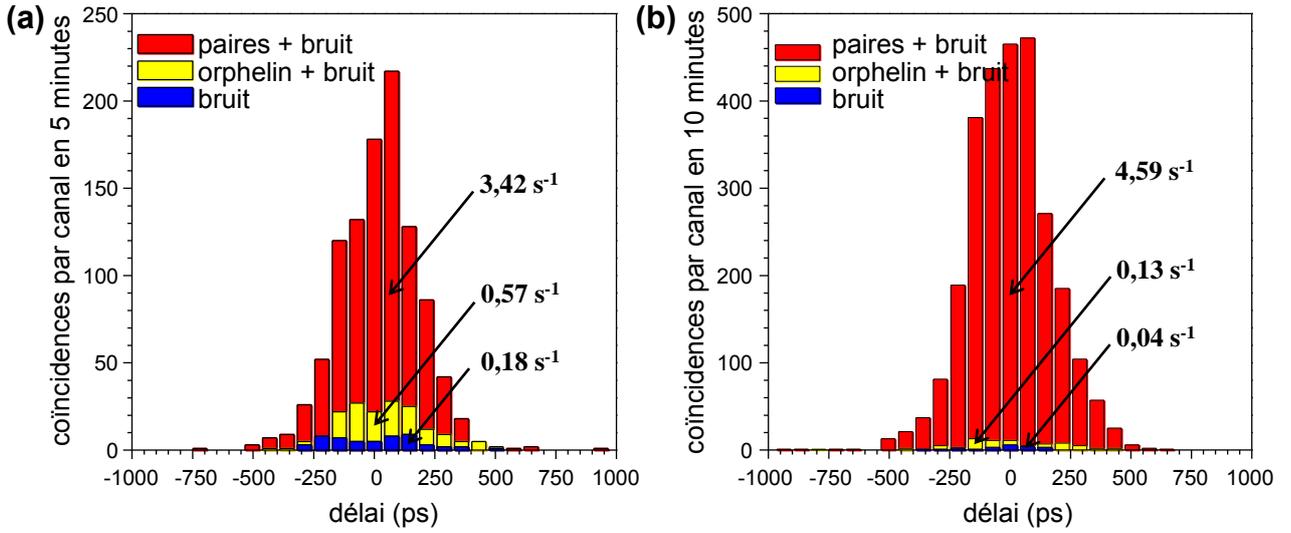


FIGURE 8.4: Histogrammes de coïncidences enregistrés avec des filtres interférentiels passe-bande de 12 nm (a) ou des filtres interférentiels passe-haut à 1450 nm associés à des filtres Fabry-Perot fibrés de 1,2 nm (b). *Rouge* : les deux filtres sont centrés sur les photons paramétriques, *jaune* : seul un des filtres est centré sur les photons paramétriques, *bleu* : les deux filtres sont centrés loin des photons paramétriques.

Aussi, nous avons utilisé la même méthode que pour l'étude des délais en enregistrant des histogrammes de coïncidences dans trois configurations de filtrage différentes (figure 8.4 (a)) : avec les filtres du côté signal et du côté complémentaire centrés à 1520 nm, on détecte à la fois des coïncidences vraies et accidentelles, avec le filtre signal centré à 1580 nm et le filtre complémentaire à 1520 nm, on ne détecte que des coïncidences accidentelles entre un photon orphelin et du bruit, et avec les deux filtres centrés à 1580 nm, on détecte uniquement des coïncidences accidentelles entre le bruit de luminescence et les coups noirs.

De ces histogrammes, on peut déduire directement le rapport signal à bruit de coïncidences :

$$RSB = \frac{("paires+bruit" - (2("orphelins+bruit" - "bruit") + "bruit"))}{2("orphelins+bruit" - "bruit") + "bruit"} \quad (8.5)$$

On a donc un RSB de 2,6 avec les filtres interférentiels passe-bande de 12 nm. Or si on veut effectuer une mesure d'états de Bell, ce rapport signal à bruit va limiter la fidélité maximale mesurable à environ 56%, comme nous l'avons vu au chapitre 1 (figure 1.9). Il est donc nécessaire de réduire le bruit pour pouvoir caractériser correctement des états intriqués produit par notre source.

Les paires de photons ayant une largeur spectrale de l'ordre du demi-nanomètre, nous pouvons encore réduire la largeur des filtres sans perturber les photons paramétriques. Les filtres interférentiels en espace libre standards ne permettant pas d'obtenir des bandes passantes de l'ordre

du nanomètre, nous avons opté pour des filtres Fabry-Perot fibrés de 1,2 nm à mi-hauteur et accordables sur la bande C, de la compagnie *OZ Optics*. Nous devons les associer à des filtres interférentiels passe-haut de longueur d'onde de coupure à 1450 nm pour éliminer les résonances Fabry-Perot qui existent hors de la bande télécom, l'intervalle spectral libre des filtres Fabry-Perot n'étant pas infini. Les histogrammes de coïncidences obtenus avec cette association de filtres sont présentés en figure 8.4 (b) : on observe une nette réduction du nombre de coïncidences accidentelles et un nouveau rapport signal à bruit de 20 qui nous autorise cette fois-ci à espérer une fidélité maximale de 91% sur les mesures d'intrication.

8.2 Contrôle des corrélations en fréquence de l'état à deux photons

Comme nous le disions en introduction de ce chapitre, le régime de pompage picoseconde permet d'exploiter une particularité de la géométrie de pompage transverse, à savoir la possibilité d'ingénierie de l'état à deux photons dans le domaine fréquentiel. Cela est particulièrement intéressant pour obtenir une source de paires de photons intriqués en polarisation utilisables dans des protocoles de téléportation par exemple, où l'on souhaite faire interférer des photons issus de sources différentes. En effet, pour cette application, il reste une source de discernabilité à effacer : les corrélations en fréquence (ou en longueur d'onde) qui existent entre les photons d'une paire créée par fluorescence paramétrique. Il faut dans ce cas pouvoir obtenir des photons dans un état séparable en fréquence [105] alors que la plupart des sources de paires paramétriques produisent des états anticorrélés. Pour d'autres applications, comme par exemple des synchronisations d'horloges avec une précision accrue, des états fortement corrélés en fréquence sont au contraire nécessaires [106]. Enfin, la possibilité de contrôler les corrélations des photons dans le domaine fréquentiel pourrait permettre d'augmenter les capacités de calcul quantique photonique en utilisant le grand nombre de modes que peut contenir l'espace des fréquences [107], au même titre que ce qui est fait avec les modes spatiaux en variables continues [108].

8.2.1 Amplitude spectrale jointe et décomposition de Schmidt

Les corrélations en fréquences sont décrites par l'amplitude spectrale jointe (ASJ) dont le module carré, l'intensité spectrale jointe (ISJ), représente la probabilité de générer une paire de photon avec un signal à la pulsation ω_s et un complémentaire à la pulsation ω_c . L'état $|\Psi\rangle$ créé en sortie du guide non linéaire peut s'écrire [83] :

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \iint d\omega_s d\omega_c ASJ(\omega_s, \omega_c) |\omega_s\rangle|\omega_c\rangle \\ &= \iint d\omega_s d\omega_c A_p(\omega_s, \omega_c) A_{AP}(\omega_s, \omega_c) |\omega_s\rangle|\omega_c\rangle \end{aligned} \tag{8.6}$$

où $A_p(\omega_s, \omega_c)$ est la distribution spectrale du champ de pompe et $A_{AP}(\omega_s, \omega_c)$ la fonction décrivant l'accord de phase.

Dans le chapitre 1, nous avons vu que A_{AP} prenait la forme d'un sinus cardinal dans le cas où les trois champs sont guidés (équation 1.7). Dans le cas qui nous occupe dans cette partie le champ de pompe est incident sur le dessus du guide et peut présenter un profil quelconque dans la direction de propagation z des photons générés. Il nous faut donc recalculer l'expression de A_{AP} dans ce cas. On repart pour cela des équations 1.4 dans le cas de la DFG avec \vec{E}_3 le champ signal, \vec{E}_2 le champ complémentaire et \vec{E}_1 le champ de pompe :

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{e}_z(\Phi_1(x, y) A_1(z) e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c.)/2 \quad (8.7)$$

On aboutit alors, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et en supposant le champ complémentaire issu des fluctuations du vide, à l'expression suivante pour l'accord de phase :

$$A_{AP}(\omega_s, \omega_c) = a_{AP} \tilde{A}_1 \left(\frac{\Delta k}{2\pi} \right) \quad (8.8)$$

où a_{AP} est une constante de normalisation et \tilde{A}_1 désigne la transformée de Fourier de A_1 . Faisons ici l'hypothèse d'un profil de pompe gaussien³, ce qui est raisonnable pour décrire le faisceau issu d'un laser de bonne qualité et ayant des dimensions comparables ou inférieures à celles du guide :

$$A_1(z) = \exp \left(-\frac{z^2}{w_p^2} \right) \quad (8.9)$$

où w_p est la demi-largeur à $1/e^2$ (ou *waist*) du faisceau de pompe. Dans ce cas le profil spectral de l'accord de phase s'exprime comme suit :

$$A_{AP}(\omega_s, \omega_c) = a_{AP} \exp \left(-\frac{w_p^2}{4} \Delta k^2 \right) \quad (8.10)$$

Si on s'intéresse à l'interaction 1 (équation 7.1), on peut exprimer Δk en fonction de ω_s et ω_c :

$$\begin{aligned} \Delta k &= \sin(\theta) \frac{\omega_p}{c} - \frac{n_{TE} \omega_s}{c} + \frac{n_{TM} \omega_c}{c} \\ &= \frac{1}{c} [\omega_s (\sin(\theta) - n_{TE}) + \omega_c (\sin(\theta) + n_{TM})] \end{aligned} \quad (8.11)$$

De même pour l'interaction 2 (équation 7.2), on a :

$$\Delta k = \frac{1}{c} [\omega_s (\sin(\theta) - n_{TM}) + \omega_c (\sin(\theta) + n_{TE})] \quad (8.12)$$

3. On verra un peu plus loin les possibilités offertes par un profil spatial de pompe différent mais le faisceau gaussien autorise déjà une grande versatilité sur l'ASJ.

D'où :

$$A_{AP}^{(1,2)}(\omega_s, \omega_c) = a_{AP} \exp \left(-\frac{w_p^2}{4c^2} [\omega_s(\sin(\theta) - n_{TE, TM}) + \omega_c(\sin(\theta) + n_{TM, TE})]^2 \right) \quad (8.13)$$

où $A_{AP}^{(1)}$ décrit l'interaction 1 et $A_{AP}^{(2)}$ l'interaction 2.

Quant à la distribution spectrale du champ de pompe, avec le laser à modes verrouillés en phase utilisé lors de cette thèse, il s'agit du produit d'une sécante hyperbolique (sech : $x \rightarrow (\cosh(x))^{-1}$) avec la résonance lorentzienne de la microcavité (équation 7.5) :

$$A_p(\omega_s, \omega_c) = a_p \operatorname{sech} \left(1,7628 \frac{(\omega_s + \omega_c - \omega_{p0})}{\Delta\omega_p} \right) \times \left(1 + 4 \frac{(\omega_s + \omega_c - \omega_{p0})}{\Delta\omega_{cav}} \right)^{-1} \quad (8.14)$$

où a_p est une constante de normalisation, $\Delta\omega_p$ est la largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion laser de pompe⁴, ω_{p0} sa pulsation centrale et $\Delta\omega_{cav}$ la largeur spectrale à mi-hauteur de la microcavité verticale (on a choisi ω_{p0} égale à la pulsation de résonance de la microcavité ici).

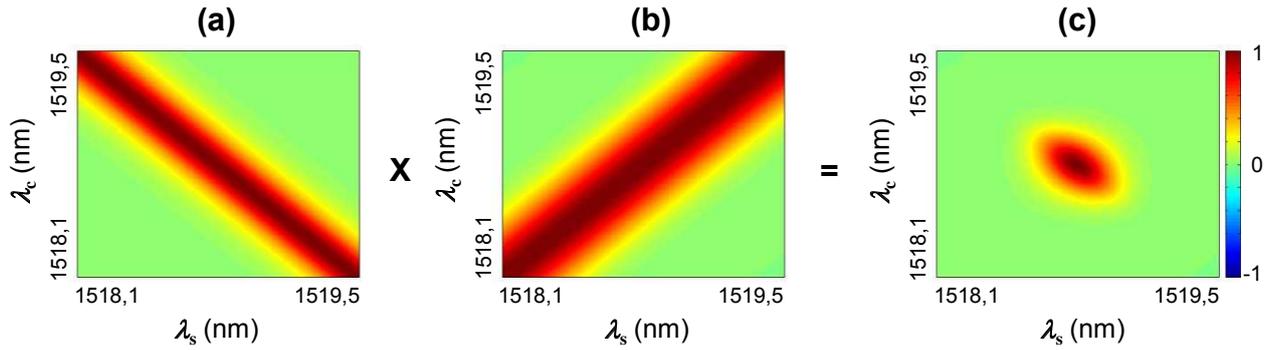


FIGURE 8.5: Exemple d'ASJ pour une pompe de profil spatial gaussien avec un waist $w_p = 0,7 \text{ mm}$ et des impulsions de durée $\tau_p = 10 \text{ ps}$. (a) Partie réelle de la distribution spectrale de pompe. (b) Partie réelle de la distribution d'accord de phase avec une distribution spatiale gaussienne de la pompe. (c) Partie réelle de l'amplitude spectrale jointe résultante. (Les parties imaginaires des trois distributions sont nulles dans cet exemple.)

Ainsi l'ASJ s'exprime dans nos conditions expérimentales par :

$$ASJ^{(1,2)}(\omega_s, \omega_c) = a \operatorname{sech} \left(1,7628 \frac{(\omega_s + \omega_c - \omega_{p0})}{\Delta\omega_p} \right) \times \left(1 + 4 \frac{(\omega_s + \omega_c - \omega_{p0})}{\Delta\omega_{cav}} \right)^{-1} \quad (8.15)$$

$$\times \exp \left(-\frac{w_p^2}{4c^2} [\omega_s(\sin(\theta) - n_{TE, TM}) + \omega_c(\sin(\theta) + n_{TM, TE})]^2 \right)$$

4. Notons que si l'impulsion est limitée par transformée de Fourier (ce qui est le cas pour le laser utilisé), la largeur temporelle à mi-hauteur correspondante est : $\tau_p = 0,315 \frac{2\pi}{\Delta\omega_p}$ (le produit temps-bande passante vaut environ 0,315 pour une impulsion sech²).

avec $a = a_p a_{AP}$ ⁵.

Sur la figure 8.5 on a tracé la projection de l'ASJ dans le plan (λ_s, λ_c) pour une pompe de profil spatial gaussien avec un waist $w_p = 0,7 \text{ mm}$ et des impulsions de durée $\tau_p = 10 \text{ ps}$. On peut remarquer plusieurs choses sur cette ASJ :

- dans le plan (ω_s, ω_c) son contour est elliptique, l'un de ses axes correspond à la droite de conservation de l'énergie $\omega_s + \omega_c = \omega_{p0}$ dans le cas d'une pompe monochromatique et l'autre axe correspond à l'accord de phase $\omega_s = \omega_c (n_{TM,TE} + \sin(\theta)) / (n_{TE,TM} - \sin(\theta))$ et se trouve être quasi-orthogonal au précédent pour des angles proches de la dégénérescence, ce qui est particulier à la géométrie contrapropageante,
- deux paramètres du faisceau de pompe facilement accessibles peuvent permettre de contrôler la longueur relative des deux axes de cette ellipse : le waist du faisceau w_p permettra de modifier la largeur de l'accord de phase, et la largeur spectrale de l'impulsion $\Delta\lambda_p$ (et donc sa durée τ_p pour des impulsions limitées par transformée de Fourier) déterminera la largeur de la conservation de l'énergie,
- la largeur spectrale maximale utilisable pour la pompe est déterminée par la microcavité ($\Delta\lambda_{cav} \sim 0,4 \text{ nm}$ pour l'échantillon utilisé ici) : on ne pourra pas pomper le guide avec des impulsions plus courtes que quelques picosecondes à moins de diminuer la finesse de la microcavité, ce qui se ferait au détriment de l'efficacité de conversion non linéaire [93].

Pour quantifier les corrélations en fréquence présentes dans l'état à deux photons, on utilise la décomposition de Schmidt [109] qui consiste à réécrire l'ASJ sous la forme d'une somme d'états séparables en fréquence :

$$ASJ(\omega_s, \omega_c) = \sum_{n=1}^N \sqrt{\lambda_n} \psi_n(\omega_s) \phi_n(\omega_c) \quad (8.16)$$

où λ_n , ψ_n et ϕ_n sont solutions des équations aux valeurs propres suivantes :

$$\begin{aligned} \iint d\omega_a d\omega_c ASJ(\omega_s, \omega_c) ASJ^*(\omega_a, \omega_c) \psi_n(\omega_a) &= \lambda_n \psi_n(\omega_s) \\ \iint d\omega_s d\omega_a ASJ(\omega_s, \omega_c) ASJ^*(\omega_s, \omega_a) \phi_n(\omega_a) &= \lambda_n \phi_n(\omega_c) \end{aligned} \quad (8.17)$$

avec

$$\sum_{n=1}^N \lambda_n = 1 \quad (8.18)$$

où N est le nombre de modes de Schmidt ayant une valeur propre λ_n significative.

Une fois l'ASJ écrite sous la forme de l'équation 8.16, on peut déterminer immédiatement si l'état est séparable en fréquence : la somme ne comporte alors qu'un seul terme. Dans le cas

5. On choisit a_p et a_{AP} de telle sorte que $\iint d\omega_s d\omega_c |ASJ(\omega_s, \omega_c)|^2 = 1$

contraire, on aura un état intriqué en fréquence dont on peut quantifier le degré de corrélation notamment à l'aide de l'entropie S et du nombre de Schmidt K :

$$S = - \sum_{n=1}^N \lambda_n \log_2(\lambda_n) \quad (8.19)$$

$$K = \left(\sum_{n=1}^N \lambda_n^2 \right)^{-1} \quad (8.20)$$

Quand le nombre de modes de Schmidt N diminue, S et K diminuent jusqu'à atteindre 0 et 1 respectivement pour un état séparable.

L'expression de l'ASJ n'étant pas particulièrement simple à décomposer analytiquement, surtout si on veut utiliser des modes de pompe un peu plus compliqués, on a recours à une résolution numérique selon un algorithme de décomposition en valeurs singulières [110] qui nous permet de calculer les modes de Schmidt significatifs ($\lambda_n > 10^{-2}$) ainsi que les valeurs propres associées avec une précision d'au moins 99% dans les cas présentés ci-après.

8.2.2 Quelques états accessibles expérimentalement

Maintenant que nous avons vu comment l'amplitude spectrale dépendait des propriétés du faisceau de pompe et comment quantifier les corrélations en fréquence de l'état à deux photons contrapropageants, nous allons présenter quelques exemples d'états facilement accessibles expérimentalement avec un laser de pompe picoseconde et pouvant présenter chacun un intérêt pour des protocoles d'information quantique existants ou futurs.

Commençons par un faisceau de pompe gaussien. Pour une durée d'impulsions donnée τ_p (3,5 ps par exemple), en changeant simplement le waist du faisceau (figure 8.6), on peut passer d'un état anticorrélé en fréquence (figure 8.7 (a)) pour un waist de quelques centaines de microns à un état corrélé en fréquence (figure 8.7 (b)) pour un waist de quelques millimètres. Pour un faisceau de waist $w_p = 0,45 \text{ mm}$, on obtient un état séparable en fréquence (figure 8.7 (c)) qui pourra être utilisé directement sans filtrage dans des protocoles de téléportation d'états intriqués en polarisation ou de photons uniques annoncés. Notons que si on dispose d'un moyen d'ajuster la durée des impulsions laser (tout en les gardant limitées par transformée de Fourier), on pourra choisir d'abord la largeur du faisceau de pompe en fonction de la largeur spectrale souhaitée pour les paires de photons puis ajuster la durée de l'impulsion laser pour que son spectre soit de la même largeur que l'accord de phase. Remarquons que dans ce cas particulier où le faisceau de pompe a un profil spatial gaussien et un spectre quasi-gaussien également, la base des modes de Schmidt est en fait celle des modes d'Hermite-Gauss à deux dimensions.

On peut aussi imaginer la production d'états un peu plus complexes qui pourraient être utilisés pour coder l'information dans de futurs protocoles d'information quantique. Par exemple,

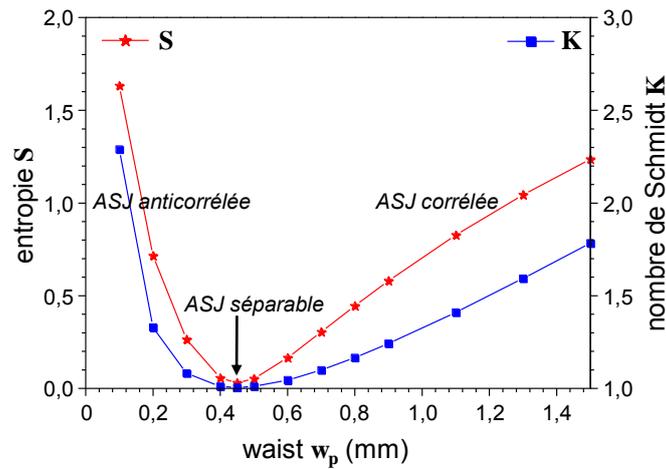


FIGURE 8.6: Evolution de l'entropie S et du nombre de Schmidt K en fonction du waist w_p du faisceau de pompe pour des impulsions de durée $\tau_p = 3,5$ ps. Pour $w_p = 0,45$ mm, l'état à deux photons décrit par l'amplitude spectrale jointe est séparable en fréquence.

si on part de la situation de l'état séparable de la figure 8.7 (c), simplement en déphasant une portion du faisceau de pompe d'une phase π (au moyen d'une lame de phase ou d'une matrice de cristaux liquides par exemple), on peut transformer cet état en un état anticorrélé et à lobes multiples (figure 8.8).

8.2.3 Dispositif expérimental proposé

La durée d'impulsion du laser *MIRA 900P - HP* que nous utilisons peut être ajustée entre 2 et 4 ps avec le même interféromètre de Gires-Tournois en miroir de fond de cavité. En effet, celui-ci est équipé d'une cale piezoélectrique sur laquelle on peut appliquer une tension de biais pour changer l'épaisseur optique de l'interféromètre et ainsi modifier légèrement la compensation de dispersion responsable du verrouillage en phase des modes longitudinaux de la cavité laser. Nous pouvons également changer le waist du faisceau dans la direction z au moyen des lentilles cylindriques L_{c3} et L_{c4} (figure 8.1). La génération de différents états à deux photons que nous venons de présenter ne posera donc pas de difficultés majeures expérimentalement. Les choses se compliquent au niveau de la mesure de ces états étant données les faibles largeurs spectrales mises en jeu et l'absence d'éléments équivalents aux polariseurs et aux lames de phase pour manipuler les longueurs d'onde.

Un premier outil à notre disposition est la mesure du spectre des photons signal et complémentaire en coïncidence, qui nous donnera accès à l'intensité spectrale jointe. Cette mesure pourra être effectuée à l'aide du "spectrographe à photons uniques" proposé par le groupe de Christine Silberhorn en Allemagne [38] : l'idée est de convertir la mesure de longueur d'onde

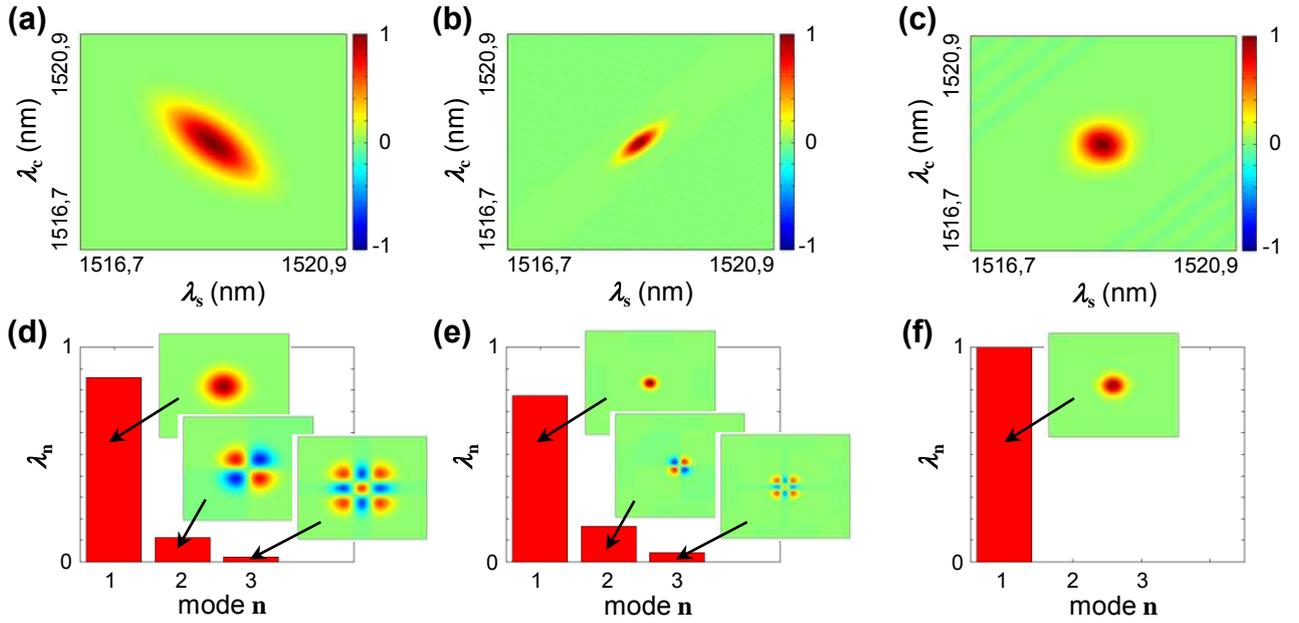


FIGURE 8.7: Trois exemples d'ASJ (a,b,c) pouvant être obtenues avec un faisceau de pompe gaussien, et leurs décompositions de Schmidt respectives (d,e,f). (a,d) Etat anticorrélé obtenu pour $\tau_p = 3,5 \text{ ps}$ et $w_p = 0,2 \text{ mm}$. (b,e) Etat corrélé obtenu pour $\tau_p = 3,5 \text{ ps}$ et $w_p = 1,3 \text{ mm}$. (c,f) Etat séparable obtenu pour $\tau_p = 3,5 \text{ ps}$ et $w_p = 0,45 \text{ mm}$. (Seule la partie réelle des ASJ est représentée, la partie imaginaire étant nulle.)

en une mesure de temps de vol, facile à traiter avec les compteurs de photons et l'électronique de détection en coïncidence. Pour ce faire, on fait se propager les photons d'une paire dans plusieurs kilomètres de fibre dispersive (une fibre à compensation de dispersion (DCF) qui présente une dispersion opposée et environ dix fois plus importante comparée à celle d'une fibre télécom standard) et on mesure le temps d'arrivée de chacun des deux photons. En intégrant cette mesure sur beaucoup d'impulsions laser, connaissant la dispersion de la fibre, on peut reconstruire l'intensité spectrale jointe. La principale difficulté de cette mesure est d'atteindre une résolution temporelle (et donc spectrale) suffisante en introduisant le moins de pertes possible. Un module commercial de compensation de 100 km de fibre standard présente une dispersion de -1500 ps.nm^{-1} à 1520 nm (avec une transmission d'environ 15 à 20%) et peut donc permettre d'atteindre une résolution de $0,17 \text{ nm}$, sachant que les détecteurs *id 201* ont une jigue temporelle de l'ordre de 250 ps . L'emploi de détecteurs supraconducteurs du type de ceux développés au *MIT* [111], offrant une jigue plus réduite de 41 ps (pour une efficacité de détection de presque 50% à 1550 nm) permettrait une résolution plus fine de $0,03 \text{ nm}$ avec ces mêmes modules DCF.

Cette mesure ne nous donnant accès qu'à l'intensité spectrale jointe et pas à l'amplitude,

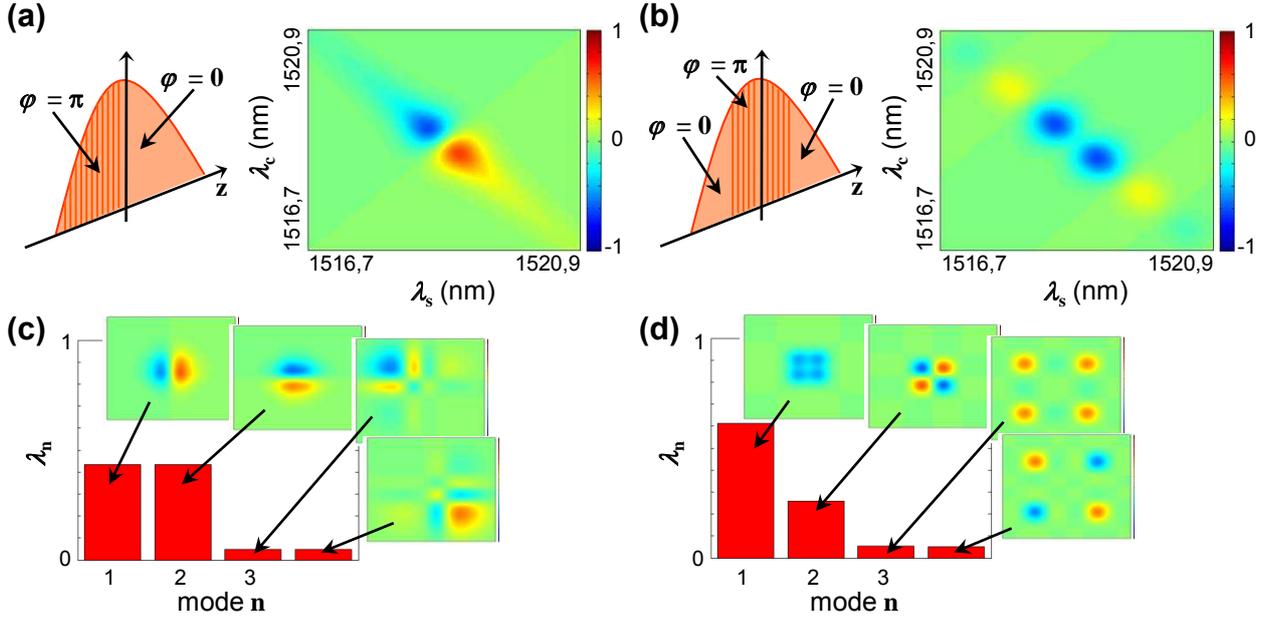


FIGURE 8.8: Deux exemples d'ASJ à deux lobes principaux (a,b) pouvant être obtenues avec un faisceau de pompe gaussien de waist $w_p = 0,45$ mm et dont une portion est déphasée d'une phase π (schémas à gauche des ASJ), et leurs décompositions de Schmidt respectives (c,d). (a,c) Etat obtenu pour un déphasage de π sur la moitié des $z < 0$. (Seule la partie imaginaire de l'ASJ est représentée, la partie réelle étant nulle.) (b,d) Etat obtenu pour un déphasage de π sur la partie centrale du faisceau ($-250\mu m < z < 250\mu m$). (Seule la partie réelle de l'ASJ est représentée, la partie imaginaire étant nulle.)

on pourra utiliser l'interférence à deux photons de type Hong-Ou-Mandel qui est sensible à la parité de l'amplitude spectrale jointe pour obtenir plus d'informations sur l'état à deux photons. En effet la probabilité de coïncidence en sortie de la séparatrice s'exprime en fonction de la différence de marche δz de la façon suivante [112, 113] :

$$P_c(\delta z) = \frac{1}{2} \left[1 - \text{Re} \left(\iint d\omega_s d\omega_c ASJ^*(\omega_s, \omega_c) ASJ(\omega_c, \omega_s) \exp(i(\omega_s - \omega_c) \frac{\delta z}{c}) \right) \right] \quad (8.21)$$

Dans le cas où l'ASJ est symétrique d'axe $\omega_s = \omega_c$, on observera le fameux creux de Hong-Ou-Mandel présenté au chapitre 7 (figure 8.9 (a) et (c)). En revanche, si l'ASJ est antisymétrique, on observera une bosse et pas un creux (figure 8.9 (b)). Cela nous permettra de distinguer deux états dont l'ISJ est très proche mais dont la parité est différente.

Ces deux outils de mesure ne permettent pas encore de caractériser complètement toutes les formes d'ASJ possibles et un travail théorique plus poussé sera effectué dans le cadre du projet ANR franco-brésilien "HIDE" pour comprendre comment utiliser au mieux ces états en fréquence et comment les mesurer plus précisément, avec une mesure de tomographie analogue

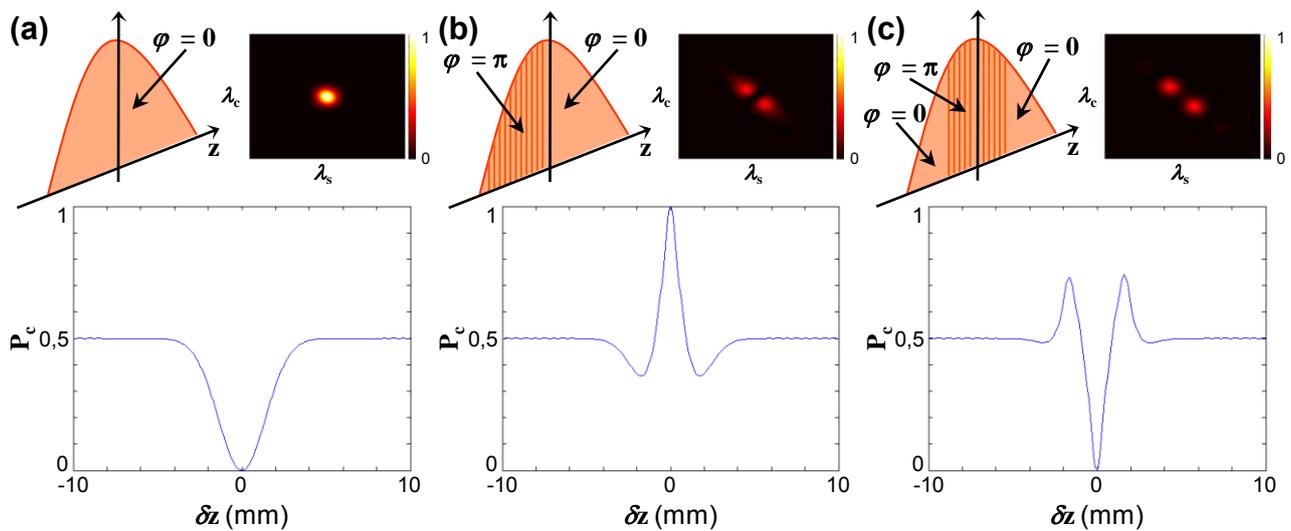


FIGURE 8.9: Probabilité de coïncidence P_c en fonction de la différence de marche δz de l'interférence de Hong-Ou-Mandel des photons d'une paire générée avec un faisceau de pompe gaussien de waist $w_p = 0,45 \text{ mm}$. Au-dessus des graphes, on a représenté le profil de phase du faisceau de pompe à gauche et l'ISJ correspondante à droite. (a) Sans aucun déphasage, on observe le fameux "dip" de Hong-Ou-Mandel. (b) Avec un déphasage de π sur la moitié des $z < 0$, on observe au contraire un excès de coïncidences. (c) Avec un déphasage de π sur le centre du faisceau, on retrouve un creux de coïncidences avec deux lobes latéraux en plus.

à celle qu'on fait pour la polarisation par exemple. La source de photons contrapropageants semble en tout cas être la plateforme idéale pour approfondir l'étude et la compréhension de ce nouveau type d'états quantiques.

8.3 Article

Un article est en cours de rédaction sur les travaux présentés dans ce chapitre.

Chapitre 9

Génération d'états intriqués en polarisation

La polarisation est une des grandeurs de prédilection pour implémenter les qubits photoniques, du fait de la facilité avec laquelle on peut la manipuler et la mesurer. Aussi de nombreux protocoles de cryptographie quantique reposent sur la polarisation, et plus particulièrement sur les états de Bell. Cependant, la plupart des sources d'états intriqués en polarisation existant à l'heure actuelle nécessitent d'utiliser des dispositifs plus ou moins complexes pour assurer une intrication maximale (compensation de la biréfringence et interféromètre de Sagnac pour les sources basées sur la fluorescence paramétrique, compensation de la levée de dégénérescence des cascades biexcitonique pour les sources basées sur les boîtes quantiques...). La source de photons contrapropageants, comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 7, permet la génération directe d'états intriqués en polarisation par un pompage simultané aux deux angles de dégénérescence et ne nécessite aucun élément de compensation après la création des photons. Dans ce chapitre, nous allons présenter la réalisation expérimentale et la caractérisation de ces états intriqués ainsi que le modèle que nous avons développé en collaboration avec les théoriciens du projet ANR "HIDE" pour comprendre comment les différents paramètres influent sur leur qualité. Ces résultats constituent la première démonstration d'états intriqués avec une source semiconductrice III-V à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom.

9.1 Schéma de pompage à deux angles

9.1.1 Montage proposé

En observant les courbes d'accordabilité (rappelée en figure 9.1), on voit qu'en pompant le guide simultanément aux deux angles de dégénérescence $+\theta_{deg}$ et $-\theta_{deg}$, et en filtrant les paires

de photons non dégénérées, on peut générer un état intriqué en polarisation de la forme¹ :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|V\rangle_s |H\rangle_c + e^{i\phi} |H\rangle_s |V\rangle_c] \quad (9.1)$$

où ϕ est une phase constante pouvant exister entre les deux faisceaux de pompe, par exemple si le pompage n'est pas parfaitement symétrique.

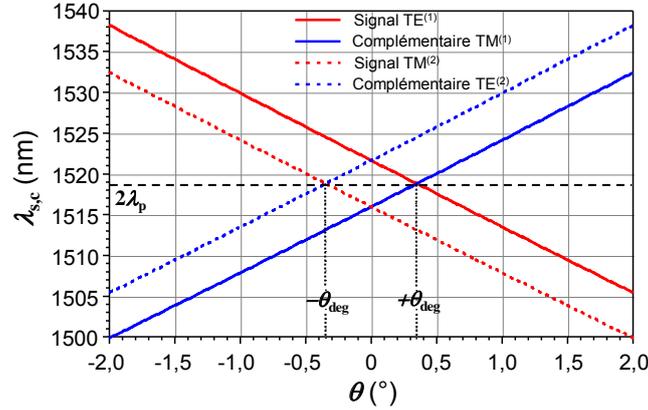


FIGURE 9.1: Rappel des courbes d'accordabilité simulées (figure 7.3).

Pour obtenir cet état, il nous faut pomper le guide avec les deux angles symétriques $-\theta_{deg}$ et $+\theta_{deg}$, de telle sorte que les deux faisceaux se recouvrent spatialement et temporellement sur le guide. Pour ce faire, nous avons d'abord envisagé de séparer le faisceau de pompe sur un cube séparateur et de recombiner les deux sous-faisceaux sur le guide, l'un avec un angle $-\theta_{deg}$ et l'autre avec un angle $+\theta_{deg}$, une ligne à retard sur l'un des deux bras permettant d'ajuster le déphasage entre les deux sous-faisceaux. Toutefois il nous aurait été extrêmement difficile à la fois de positionner tous les miroirs nécessaires étant donnée la très faible valeur des angles ($\approx 0,35^\circ$) et de vérifier le déphasage entre les deux faisceaux puisque l'échantillon ne transmet pas le faisceau de pompe. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'un biprisme de Fresnel. En effet, un faisceau en incidence normale sur le biprisme est automatiquement séparé en deux faisceaux avec deux angles symétriques $-\theta$ et $+\theta$ dépendant uniquement de l'angle α du biprisme (figure 9.2 (a)) et de l'indice de réfraction n du verre : $\theta = (n - 1)\alpha$. Avec ce système, il n'y a pas de phase à ajuster entre les deux faisceaux pour obtenir leur recouvrement temporel sur le guide. Il n'y a que l'angle d'incidence θ_0 sur le biprisme à régler : si θ_0 n'est pas nul, les deux angles en sortie du biprisme sont $\theta_1 = (n - 1)\alpha + \theta_0$ et $\theta_2 = -(n - 1)\alpha + \theta_0$. Il faut veiller à ce que le faisceau soit bien centré sur le biprisme pour que les deux interactions aient la même intensité, et à ce que le guide soit situé sur la diagonale du losange de la zone des franges d'espace pour avoir un recouvrement spatial maximal (figure 9.2 (b)).

1. On adopte dans tout ce chapitre la convention $H = TM$, parallèle à x et $V = TE$, parallèle à y , (x, z) étant le plan du marbre optique.

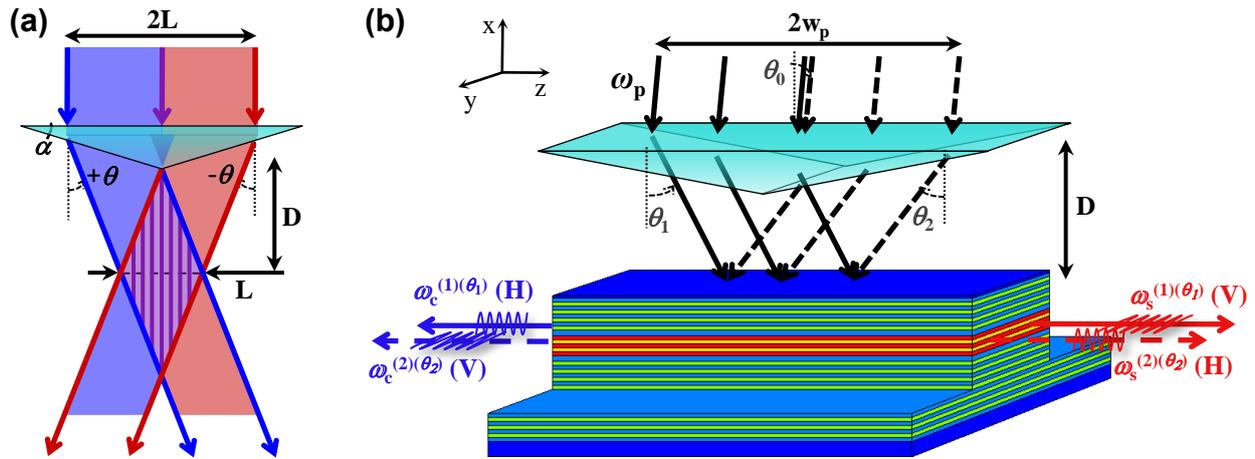


FIGURE 9.2: (a) Schéma de principe du biprisme de Fresnel. Un faisceau en incidence normale se trouve dévié en deux sous-faisceaux d'angles symétriques $-\theta$ et $+\theta$ qui interfèrent dans la zone de recouvrement en losange des deux sous-faisceaux. Le recouvrement est optimal sur la diagonale du losange. (b) Pour générer des états intriqués en polarisation à l'aide du biprisme, on place celui-ci au-dessus du guide à la distance de recouvrement spatial optimal des deux faisceaux déviés. Les angles θ_1 et θ_2 émergeant du biprisme dépendent de l'angle d'incidence θ_0 et de l'angle α du biprisme, et déterminent les longueurs d'ondes des photons générés.

9.1.2 Modélisation de l'état généré

Pour décrire l'état généré et afin de bien comprendre et quantifier l'influence des différents paramètres expérimentaux sur la qualité de l'intrication, nous avons développé un modèle avec Thomas Coudreau, Pérola Milman et Arne Keller, les théoriciens qui collaborent avec nous dans le cadre du projet ANR "HIDE". Dans le chapitre précédent (équation 8.6), nous avons vu comment exprimer le paquet d'onde à deux photons généré par chaque interaction en fonction du profil spatial et spectral du faisceau de pompe au moyen de l'amplitude spectrale jointe (ASJ). Ici nous faisons intervenir deux faisceaux de pompe, il nous faut donc en plus prendre en compte les différences pouvant exister entre ces deux faisceaux et pouvant se traduire par une discernabilité des paires générées par chacun des faisceaux. Avec le montage que nous avons choisi, le problème de l'instant d'arrivée des faisceaux de pompe sur le guide ne se pose pas puisque l'utilisation du biprisme en incidence normale assure la symétrie des temps de parcours des deux faisceaux. En revanche, un recouvrement spatial imparfait des faisceaux peut marquer les chemins : si les paires ne sont pas produites au même endroit du guide par les deux faisceaux, le temps d'arrivé des photons donnera une indication sur leur polarisation.

Finalement, l'état complet créé lors du pompage avec deux angles θ_1 et θ_2 (avec $\theta_1 > \theta_2$) s'écrit :

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle = \iiint d\omega_s d\omega_c dz & \left[ASJ^{(1)(\theta_1)}(\omega_s, \omega_c) S_1(z) |V, \omega_s, z\rangle_s |H, \omega_c, z\rangle_c \right. \\
& + ASJ^{(2)(\theta_1)}(\omega_s, \omega_c) S_1(z) |H, \omega_s, z\rangle_s |V, \omega_c, z\rangle_c \\
& + ASJ^{(1)(\theta_2)}(\omega_s, \omega_c) S_2(z) |V, \omega_s, z\rangle_s |H, \omega_c, z\rangle_c \\
& \left. + ASJ^{(2)(\theta_2)}(\omega_s, \omega_c) S_2(z) |H, \omega_s, z\rangle_s |V, \omega_c, z\rangle_c \right]
\end{aligned} \tag{9.2}$$

où $ASJ^{(a)(\theta_b)}$ est l'amplitude spectrale jointe des paires émises par le faisceau d'incidence θ_b ($b = 1, 2$) et par l'interaction a ($a = 1, 2$) et S_b est le profil spatial selon l'axe z du guide du faisceau d'incidence θ_b ($b = 1, 2$). S_b est normalisé : $\int dz |S_b(z)|^2 = 1$.

Si θ_1 est proche de $+\theta_{deg}$ et θ_2 de $-\theta_{deg}$, une fois les paires loin de la dégénérescence filtrées², on obtient l'état suivant (figure 9.2 (b)) :

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle = \iiint d\omega_s d\omega_c dz & \left[ASJ^{(1)(\theta_1)}(\omega_s, \omega_c) S_1(z) |V, \omega_s, z\rangle_s |H, \omega_c, z\rangle_c \right. \\
& \left. + ASJ^{(2)(\theta_2)}(\omega_s, \omega_c) S_2(z) |H, \omega_s, z\rangle_s |V, \omega_c, z\rangle_c \right]
\end{aligned} \tag{9.3}$$

Comme c'est l'état de polarisation des photons qui nous intéresse ici, on peut tracer sur les autres variables pour obtenir la matrice densité en polarisation de l'état à deux photons :

$$\rho = \alpha_1 |V, H\rangle\langle V, H| + \alpha_2 |H, V\rangle\langle H, V| + \beta |V, H\rangle\langle H, V| + \beta^* |H, V\rangle\langle V, H| \tag{9.4}$$

où $\alpha_1 = \iiint d\omega_s d\omega_c dz |ASJ^{(1)(\theta_1)}(\omega_s, \omega_c) S_1(z)|^2$ et $\alpha_2 = \iiint d\omega_s d\omega_c dz |ASJ^{(2)(\theta_2)}(\omega_s, \omega_c) S_2(z)|^2$ représentent l'importance relative des deux interactions (on utilise la normalisation $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$), et $\beta = \iiint d\omega_s d\omega_c dz ASJ^{(1)(\theta_1)}(\omega_s, \omega_c) ASJ^{*(2)(\theta_2)}(\omega_s, \omega_c) S_1(z) S_2^*(z)$ représente le recouvrement spatial et fréquentiel entre les deux interactions.

De cette expression, dans le cas où $\alpha_1 = \alpha_2 = 0,5$, on peut extraire les expressions des différents témoins d'intrication définis au chapitre 1 en fonction de $|\beta|$: la concurrence et le tangle valent respectivement $C = 2|\beta|$ et $T = 4|\beta|^2$, et l'entropie linéaire vaut $S_L = \frac{2}{3}(1 - 4|\beta|^2)$. Il suffit donc de calculer $|\beta|$ pour pouvoir quantifier le degré d'intrication et de pureté de l'état à deux photons en polarisation. Et pour ce faire, il nous suffit de connaître le profil spatial et spectral des deux faisceaux de pompe.

Nous avons simulé numériquement la valeur de $|\beta|$ dans plusieurs situations expérimentales en faisant varier les angles d'incidence des deux faisceaux, le waist du faisceau laser gaussien incident sur le biprisme et le décalage spatial entre les deux faisceaux issus du biprisme au

2. Les photons issus de l'interaction 1 à θ_2 et de l'interaction 2 à θ_1 . Ce filtrage est possible sans affecter les paires d'intérêt tant que l'écart en longueur d'onde entre les deux interactions pour un même angle est grand devant la largeur spectrale des photons.

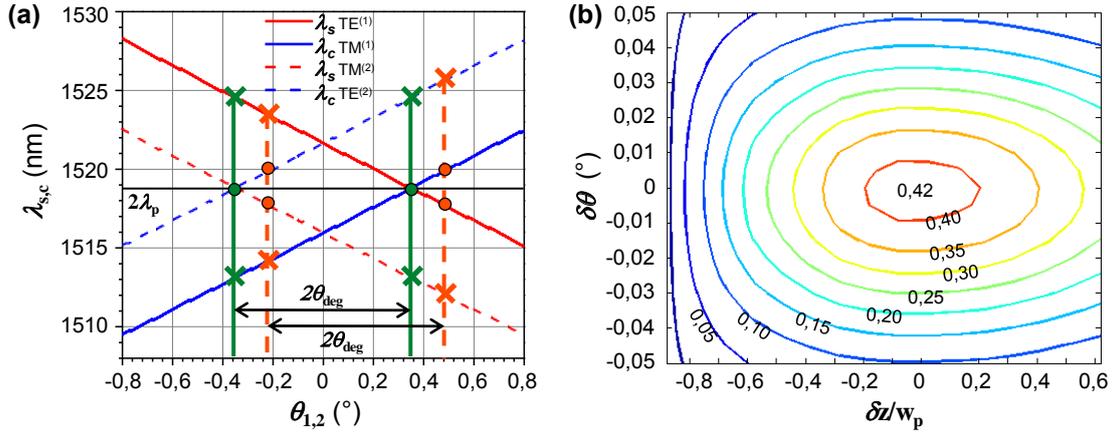


FIGURE 9.3: (a) Deux exemples de paires d'angles θ_1 et θ_2 permettant d'obtenir un état de maximalement intriqué en polarisation avec $\theta_1 - \theta_2 = 2\theta_{deg}$: en trait pleins verts, on génère des photons dégénérés, en traits tiretés orange, on génère des photons non dégénérés. Les points représentent les photons des paires intriquées et les croix montrent les photons qu'il faut filtrer. (b) Evolution du recouvrement spectral et spatial $|\beta|$ en fonction des décalages angulaire $\delta\theta = (\theta_1 - \theta_2) - 2\theta_{deg}$ et spatial δz entre les deux faisceaux de pompe, dans le cas de l'utilisation d'un biprisme éclairé par un faisceau laser gaussien.

niveau du guide. Il ressort de ces simulations que, si les profils spatiaux des deux faisceaux sont symétriques l'un de l'autre, le recouvrement des deux ASJ ne dépend que de l'écart entre les deux angles de pompage θ_1 et θ_2 : elles sont identiques dès que $\theta_1 - \theta_2 = 2\theta_{deg}$. En particulier, le recouvrement spectral entre les deux interactions est parfait lorsque $\theta_1 = +\theta_{deg}$ et $\theta_2 = -\theta_{deg}$ mais il est également possible de générer des paires maximalement intriquées hors dégénérescence (figure 9.3 (a)). Quant au recouvrement spatial, il n'est maximal que si les deux faisceaux ont strictement la même forme et sont centrés au même endroit. Avec les deux demi-gaussiennes qui émergent du biprisme, un recouvrement parfait n'est pas possible et on trouve que la valeur maximale de β est $|\beta| \leq 0,42$ dans notre configuration expérimentale³. En figure 9.3 (b), on a tracé l'évolution de $|\beta|$ en fonction de l'écart angulaire des deux faisceaux $\delta\theta = (\theta_1 - \theta_2) - 2\theta_{deg}$ et du décalage spatial entre les deux demi-gaussiennes δz . Pour obtenir l'intrication la plus grande possible (avec $|\beta| = 0,5$), il sera nécessaire soit de mettre en forme le faisceau laser pour obtenir un éclairage uniforme du biprisme soit d'utiliser un autre élément pour créer les deux faisceaux, par exemple un réseau de diffraction directement gravé sur le dessus du guide.

3. Dans cette estimation, nous avons négligé la diffraction des faisceaux entre le biprisme et le guide. Elle tendra à augmenter le recouvrement spatial et donc la valeur maximale de $|\beta|$ atteignable

9.1.3 Influence de la réflectivité des facettes

Un dernier point à vérifier - et non pris en compte dans le modèle que nous venons de présenter - est l'influence des éventuelles réflexions des photons sur les facettes du guide. Comme nous le disions dans le chapitre 7 d'introduction de cette partie, tandis qu'elles étaient néfastes à l'interférence de Hong-Ou-Mandel, ces réflexions sont en revanche sans effet sur l'état intriqué en polarisation. Pour le comprendre, sur la figure 9.4, on considère les cas pouvant donner lieu à des coïncidences, en se limitant au premier ordre (deux réflexions au total) : les photons peuvent être transmis tous les deux, être réfléchis chacun une fois ou l'un des deux peut être transmis et l'autre réfléchi deux fois. Pour que les réflexions ne puissent donner d'indication sur la polarisation des photons, il suffit que l'instant de détection de chacun des deux photons ne permette pas de déterminer sa polarisation, et donc que le déphasage maximal $\Delta\phi_{02}$ entre les photons TE et TM accumulé sur la propagation dans le guide soit négligeable devant le temps de cohérence des photons :

$$\frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi_{02} = \frac{5}{2} L (n_{TE} - n_{TM}) \ll L_{coh} = \frac{\lambda^2}{2\pi \Delta\lambda} \quad (9.5)$$

où L est la longueur du guide, λ et $\Delta\lambda$ la longueur d'onde et la largeur spectrale des photons respectivement.

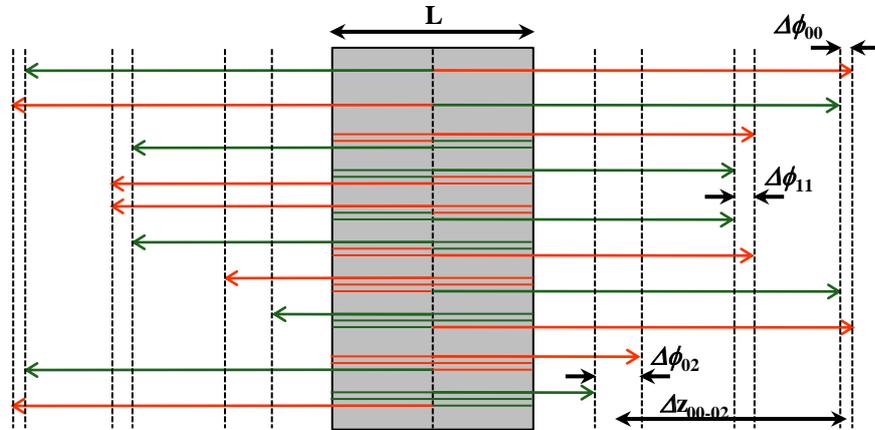


FIGURE 9.4: Schéma des différents cas de réflexions aux facettes possibles, avec les déphasages correspondants. Lorsque les deux photons sont transmis directement, le déphasage entre les photons TE (en vert) et TM (en orange) sur une voie de collection est $\Delta\phi_{00} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} L (n_{TE} - n_{TM})$; lorsque les deux photons subissent chacun une réflexion, ce déphasage est $\Delta\phi_{11} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{3}{2} L (n_{TE} - n_{TM})$; lorsque l'un des photons est transmis directement et que l'autre est réfléchi deux fois, ce déphasage est $\Delta\phi_{02} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{5}{2} L (n_{TE} - n_{TM})$. Le délai absolu $\Delta z_{00-02} = 2 L n$ entre le cas où les deux photons sortent directement et le cas où l'un des photons est réfléchi deux fois n'a aucune influence tant qu'on ne s'intéresse pas à faire interférer les photons.

Or, pour un guide de 2 *mm* de long éclairé sur toute sa longueur en régime picoseconde, la longueur de cohérence des photons est de l'ordre de 1,5 *mm* alors que le déphasage dû à la biréfringence et aux réflexions n'est que de 48 μm . On n'aura donc pas besoin de traiter les facettes antireflet pour créer des photons intriqués de bonne qualité. Ce traitement sera en revanche souhaitable si ces photons doivent être utilisés dans des protocoles de téléportation nécessitant de les faire interférer. En effet le délai $\Delta z_{00-02} = 2 L n$ entre les photons signal et complémentaire induit par une double réflexion s'élève à 12 *mm*, ce qui est beaucoup plus grand que la longueur de cohérence.

9.2 Reconstruction expérimentale de la matrice densité

9.2.1 Protocole expérimental

Nous avons effectué l'expérience de génération d'états intriqués en polarisation en utilisant le montage de la figure 9.2 (b) avec un faisceau en incidence normale sur le biprisme et donc deux angles symétriques $\pm\theta$ en sortie. Pour filtrer les paires inutiles et un maximum de bruit, nous utilisons l'association de filtres interférentiels passe-haut à 1450 *nm* et de filtres Fabry-Perot fibrés passe-bande de 1,2 *nm* présentés au chapitre précédent. Le laser est utilisé ici avec un taux de répétition de 100 *kHz* et on a enlevé le télescope de lentilles cylindriques L_{c3} et L_{c4} (figure 8.1) pour pomper l'échantillon avec un faisceau légèrement plus grand que le guide dans la direction z^4 : $w_p \approx 2,4$ *mm* avant le biprisme. Pour s'assurer que toutes les conditions sont remplies expérimentalement pour maximiser le recouvrement $|\beta|$, on suit le protocole suivant :

- On règle tout d'abord, sans biprisme, le faisceau en incidence normale à l'aide des miroirs M_{p4} et M_{p5} en utilisant le spectre des photons paramétriques émis pour vérifier le réglage. Cette étape n'est pas absolument nécessaire comme nous l'avons vu dans la section précédente mais elle facilite ensuite le réglage des filtres, qui sont alors centrés sur la même longueur d'onde dans les bras signal et complémentaire, et celui du parallélisme entre le biprisme et le guide.
- On place ensuite le biprisme à la distance D optimale et on ajuste son orientation par rapport au guide, d'abord par autocollimation en s'aidant des réflexions sur les surfaces du biprisme, puis à l'aide des spectres des photons paramétriques : on doit obtenir 4 pics de même longueur d'onde centrale⁵. On peut aussi optimiser la distance D en essayant d'obtenir la plus longue zone de franges possible sur la surface du guide, en utilisant la caméra CCD ; la résolution de notre système d'imagerie ne permet toutefois pas d'obtenir

4. La distance D optimale entre le biprisme et le guide diminue avec la taille du faisceau, or l'encombrement des différents éléments du montage ne permet pas d'utiliser une distance inférieure à 10 *cm* environ entre le guide et le biprisme.

5. Si l'angle du biprisme correspond bien à l'angle de dégénérescence.

une grande précision sur ce réglage.

- Enfin, on ajuste la position du biprisme dans la direction z pour obtenir autant de paires paramétriques pour les deux interactions et ainsi assurer que $\alpha_1 = \alpha_2 = 0,5$.

Il reste à vérifier que l'angle α du biprisme permet de générer un écart de $2\theta_{deg}$ entre les deux faisceaux. Il suffit pour cela d'acquérir les spectres du signal et du complémentaire pour les deux interactions et de mesurer l'écart de chacune des interactions à la dégénérescence. En figure 9.5, on a tracé la somme des écarts à la dégénérescence des deux interactions mesurés pour les différents biphismes dont nous disposons.

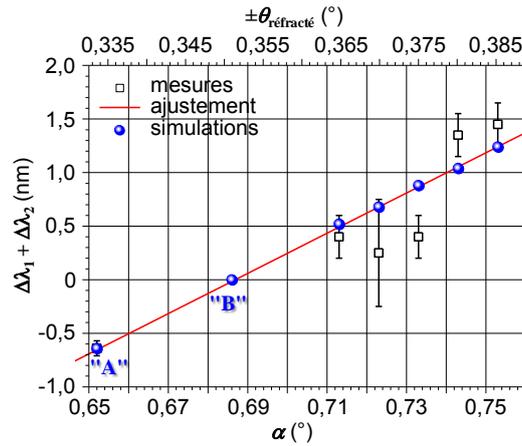


FIGURE 9.5: Evolution de la somme des écarts à la dégénérescence des paires de photons des deux interactions en fonction de l'angle α du biprisme utilisé en incidence normale. Les ronds bleus résultent de simulations numériques, les carrés noirs représentent les mesures effectuées sur différents biphismes et le trait plein rouge est un ajustement linéaire de ces mesures. "A" et "B" désignent les deux biphismes qui ont été utilisés pour générer des états intriqués.

9.2.2 Tomographie

Pour mesurer l'état à deux photons généré avec notre montage, nous avons choisi de reconstruire la matrice densité en polarisation de l'état à deux photons en effectuant une tomographie (d'après l'article de D. James *et al.*[114]) : il s'agit d'effectuer 16 mesures complémentaires mêlant les trois bases de la sphère de Poincaré (HH, HV, VV, VH, RH, RV, DV, DH, DR, DD, RD, HD, VD, VL, HL, RL) pour déterminer les 16 éléments de la matrice densité 4×4 . On ajoute donc une lame demi-onde, une lame quart-d'onde et un polariseur vertical sur chaque voie de collection pour pouvoir faire parcourir la sphère de Poincaré aux photons analysés. Nous avons effectué plusieurs mesures de ce type en acquérant les histogrammes de coïncidences sur 5 à 10 minutes pour obtenir un nombre significatif de coïncidences tout en ayant une stabilité de l'alignement tout au long de l'expérience. La principale difficulté expérimentale est l'instabilité ther-

mique du laboratoire qui ne permet pas toujours d'avoir un montage stable sur plusieurs heures. Nous présentons les deux meilleures mesures dans la suite. La première, que nous baptisons "A", a été réalisée avec un biprisme d'angle $39'06''$ déviant le faisceau avec les angles $\pm 0,333^\circ$, ce qui est légèrement plus petit que l'angle de dégénérescence⁶ : $\delta\theta_A = -0,018 \pm 0,002^\circ$; la seconde, "B" a été obtenue avec un biprisme d'angle $41'10''$ permettant de générer les angles $\pm 0,351^\circ$, très proche de la dégénérescence : $\delta\theta_B = 0,000 \pm 0,002^\circ$ (figure 9.5). Dans les deux cas, le biprisme est placé à environ 20 cm du guide, ce qui correspond à la distance D optimale de recouvrement des faisceaux que nous avons calculée.

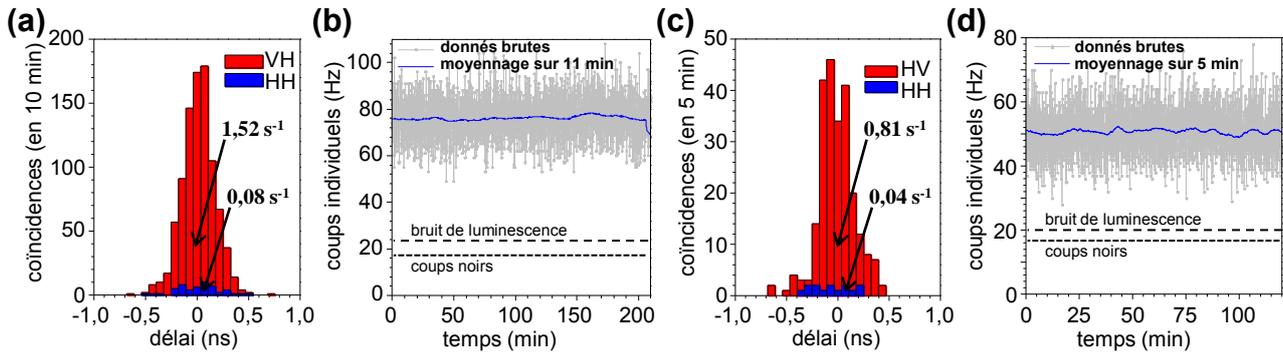


FIGURE 9.6: Rapport signal à bruit et stabilité des tomographies "A" (a,b) et "B" et (c,d) . (a) Deux histogrammes de coïncidences obtenus en 10 minutes pour les configurations HH et VH : on mesure 0,08 coïncidences accidentelles et 1,44 vraies coïncidences par seconde. (b) Nombre de photons détectés par seconde sur une des deux voies au cours de la tomographie : le taux de comptage est relativement stable sur les trois heures et demie d'acquisition. On a indiqué en traits tiretés les niveaux du bruit de coups noirs et du bruit de luminescence (obtenus respectivement en bloquant les photons de la voie et en décalant la longueur d'onde centrale du filtre Fabry-Perot). (c) Histogrammes HH et HV acquis en 5 minutes : on mesure 0,04 coïncidences accidentelles et 0,77 vraies coïncidences par seconde. (d) Nombre de photons détectés par seconde sur une des deux voies au cours de la tomographie : là encore, la manip était relativement stable sur les deux heures d'acquisition.

On s'assure avant toute chose que le nombre de coups individuels sur chacune des deux voies reste constant pour les différentes configurations des lames d'onde nécessaires à la mesure et que le taux de coïncidence est le même pour HV et VH. Si ce n'est pas le cas, c'est une indication que le faisceau est mal centré sur le biprisme et qu'une des deux interactions est privilégiée, il faut alors ajuster la position du biprisme dans la direction z avant de continuer. Ensuite, on acquière les 16 mesures de la tomographie ainsi que 6 mesures complémentaires

6. L'écart à la dégénérescence est estimée à partir des mesures de spectres et la précision sur cet écart angulaire est déduite de la précision du spectromètre (0,1 mm)

permettant de déduire le nombre total de coïncidences dans les bases (H,V) , (D,A) et (L,R) . Ceci permet de vérifier que le nombre total de coïncidences est le même dans toutes les bases (ce qui doit être le cas pourvu que le taux de production de paires n'ait pas varié après les 2 ou 3 heures nécessaires à la tomographie).

A partir des histogrammes de coïncidences dans la base (H,V) , on peut estimer le rapport signal à bruit : les coïncidences entre un signal et un complémentaire de mêmes polarisations sont uniquement accidentelles tandis que les coïncidences entre un signal et un complémentaire de polarisations croisées se répartissent entre les coïncidences accidentelles et les vraies coïncidences entre photons d'une même paire. En figure 9.6 (a) et (c), on présente deux de ces histogrammes (HH et VH pour "A", HH et HV pour "B") : le rapport signal à bruit est de 18 ± 3 pour "A" et de 19 ± 3 pour "B" et on attend donc au maximum une fidélité brute de $90 \pm 3\%$ pour "A" et pour "B" (cf. équation 1.34).

Pour reconstruire la matrice densité, on utilise la méthode de maximum de vraisemblance (*maximum likelihood* en anglais), mise en œuvre dans les programmes du groupe de Paul Kwiat dans l'Illinois [115], avec la donnée des 16 mesures, des coups individuels sur chaque détecteur (9.6 (b) et (d)) et du temps d'intégration. Les matrices densité obtenues sont présentées en figure 9.7 (a) et (b) avec les différents témoins d'intrication définis au chapitre 1 et extraits de ces matrices. L'importance des deux principaux éléments hors diagonale et les valeurs de concurrence et de tangle confirment la présence d'un état fortement intriqué dans la base (HV,VH) pour ces deux expériences.

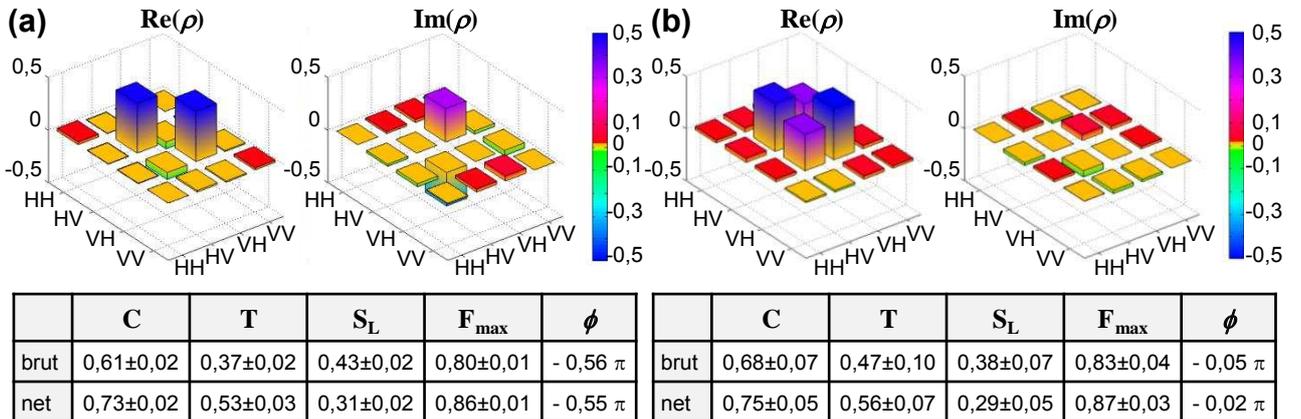


FIGURE 9.7: Parties réelle et imaginaire de la matrice densité brute reconstruite et tableau des différents témoins d'intrications extraits pour l'expérience "A" (a) et l'expérience "B" (b). Les valeurs nettes sont obtenues en corrigeant du bruit les 16 données de la tomographie avant de reconstruire la matrice densité. Les barres d'erreurs sont estimées à partir d'une l'incertitude poissonnienne sur le nombre de coïncidences.

Dans le cas de l'expérience "A", l'état pur le plus proche (avec une fidélité brute de $80 \pm 1\%$) est $\frac{1}{\sqrt{2}} [|HV\rangle + e^{i\phi}|VH\rangle]$ avec $\phi = -0,56\pi$. Pour l'expérience "B", l'état pur le plus proche est Ψ^+ (à $-0,05\pi$ près) avec une fidélité brute de $83 \pm 4\%$. Notons que les fidélités nettes obtenues⁷ sont plus faibles que ce qu'on pouvait attendre étant donné le rapport signal à bruit. En effet le rapport de la fidélité nette sur la fidélité brute donne 94%, ce qui correspondrait à un rapport signal à bruit d'au moins 30 alors que le RSB mesuré est de 18 ± 3 seulement. Ceci peut peut-être s'expliquer par le fait que les matrices densité sont assez bruitées, avec des termes hors diagonale secondaires qui devraient être nuls pour un bruit non polarisé et qui ajoutent du désordre dans l'état décrit. Le petit nombre de coïncidences par mesure amène un bruit de grenaille conséquent qui peut même être accentué par l'instabilité thermique du laboratoire (en particulier pour l'expérience "B"). Ces problèmes pourraient probablement être résolus par une intégration plus poussée de la source : on s'affranchirait des dérives d'alignement en utilisant des fibres directement connectées aux facettes et un laser de pompe intégré ; la régulation de température de l'ensemble pourrait alors être assurée par un module Peltier.

9.2.3 Analyse des résultats

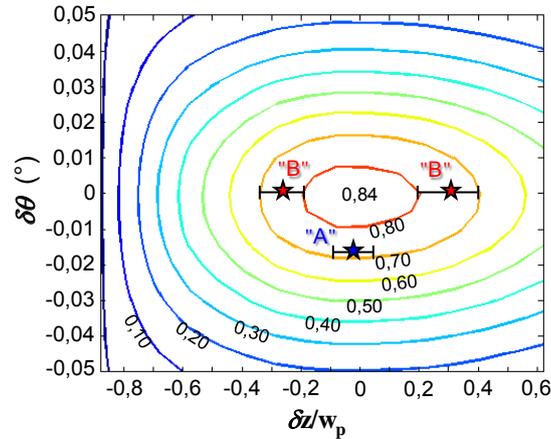


FIGURE 9.8: Evolution de la concurrence C en l'absence de bruit en fonction des décalages angulaire $\delta\theta$ et spatial δz entre les deux faisceaux de pompe. Les résultats des mesures "A" et "B" sont indiqués respectivement par les étoiles bleues et rouges. Les barres d'incertitude sur δz sont déduites des barres d'erreur sur la valeur de concurrence.

Pour comparer nos résultats aux prévisions du modèle développé dans la première section, nous ne considérons que les valeurs nettes obtenues en enlevant le bruit de fond (coups noirs

7. La fidélité nette est définie comme la fidélité en l'absence de bruit : $F_{nette} = F_{brute} (1 + \frac{2}{RSB})$. Elle est obtenue en corrigeant du bruit les histogrammes de coïncidence avant de reconstruire la matrice densité et quantifie la qualité intrinsèque de l'état généré.

et luminescence) des histogrammes de coïncidences puisque les valeurs brutes qui en découlent ne dépendent que du rapport signal à bruit. Nous avons reporté en figure 9.8 les valeurs de concurrence ($C = 2|\beta|$) simulées et mesurées pour les expériences "A" et "B" : la valeur obtenue pour "B" est meilleure que pour "A" du fait d'un écart angulaire en sortie du biprisme plus proche de $2\theta_{deg}$ mais elle aurait pu être encore plus grande si le recouvrement des faisceaux avait été mieux optimisé. L'accord entre les valeurs simulées et mesurées est obtenu pour un écart entre les faisceaux d'environ $\pm 0,3w_p$, avec w_p le waist du faisceau incident sur le biprisme. Cela est en bon accord avec la précision d'alignement du montage actuel.

Nous avons obtenu aux longueurs d'ondes télécom et à température ambiante, sans filtrage de purification ni post-compensation, des états intriqués en polarisation avec une fidélité brute d'au moins 80%, dans un dispositif semiconducteur de taille millimétrique. La qualité de l'état produit est comparable aux résultats obtenus dans les bandes télécom avec des sources de taille centimétrique en cristaux diélectriques [116, 35] ou en fibres [41] et meilleur que les états créés à partir de boîtes quantiques vers 900 nm à des températures cryogéniques [29, 30]. Cela combiné à tous les avantages de la plateforme III-V (dont le potentiel d'intégration optoélectronique) et à la versatilité de la géométrie contrapropageante, rend cette source extrêmement compétitive pour les implémentations futures de l'information quantique.

Cette expérience nous a permis de comprendre que le paramètre limitant la qualité de l'intrication des photons contrapropageants est ici le recouvrement spatial des faisceaux de pompe et nous pouvons donc espérer obtenir des valeurs de fidélité bien plus grandes, uniquement limitées par le rapport signal à bruit, en améliorant la géométrie de pompage. À terme, nous souhaitons aboutir à un dispositif compact et intégrable. L'idée est d'utiliser non pas des optiques en espaces libre mais un réseau de couplage gravé directement à la surface du guide pour générer les deux angles à partir d'un unique faisceau incident sur le guide. Dans ce cas, le recouvrement spatial et même l'équilibrage des intensités pour les deux interactions sera sans doute plus facile à obtenir.

9.3 Article

Nous reproduisons dans les pages suivantes un article correspondant aux travaux présentés dans ce chapitre : "Entangled photon generation on a semiconductor chip at room temperature" (version de décembre 2012).

Title:**Bell states generation on a III-V semiconductor chip at room temperature****Authors:**A. Orieux¹, A. Eckstein¹, A. Lemaître², P. Filloux¹, I. Favero¹, G. Leo¹, T. Coudreau¹, A. Keller³, P. Milman¹, and S. Ducci^{1*}¹ Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France² Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS-UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France³ Université Paris Sud, Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, CNRS - UMR 8214

Bâtiment 210 Université Paris-Sud 91405 Orsay Cedex

* corresponding author: sara.ducci@univ-paris-diderot.fr

Abstract:

We demonstrate the generation of polarization-entangled photon pairs at room temperature and telecom wavelength in a AlGaAs semiconductor waveguide. The source is based on spontaneous parametric down conversion with a counterpropagating phase-matching scheme. The quality of the two-photon state is assessed by the reconstruction of the density matrix giving a raw fidelity to a Bell state of 0.83; a theoretical model, taking into account the experimental parameters, provides ways to understand and control the amount of entanglement. Its compatibility with electrical injection, together with the high versatility of the generated two-photon state, make this source an attractive candidate for completely integrated quantum photonics devices.

PACS numbers: 03.67.Bg, 42.50.Dv, 42.82.-m, 42.65.Lm.

Entanglement [1] constitutes an essential resource for quantum information, speeding up algorithms [2,3], protecting encoded information from third party attacks [4] and enabling the teleportation of quantum states [5]. After a first generation of experiments aimed at demonstrating entanglement through the violation of Bell inequalities [6-8], a number of physical systems are under investigation for the development of future quantum technologies [9], and those involving photonic components are likely to play a central role [10,11,12,13]. Prior processes used to produce entangled photons were atomic radiative cascades [7] and, later on, spontaneous parametric down conversion (SPDC) in birefringent dielectric crystals [8]. The rapid development of quantum information and communication in the last two decades led to a demand for more practical sources of entangled photons, which could lead to commercial ‘plug and play’ devices. A significant effort has thus been devoted to explore the guided-wave regime, leading to entangled photon sources based on SPDC in periodically poled waveguides [14] and four-wave mixing (FWM) in optical fibers [15]; however, the dielectric nature of these platforms prevents a further progression towards monolithic sources. In this context, an attractive solution is provided by semiconductor materials, which exhibit a huge potential in terms of integration of novel optoelectronic devices; for instance, the bi-exciton cascade of a quantum dot has been used to demonstrate Bell state generation both in passive and active electrically-pumped configuration [16,17]. Unfortunately, these devices operate at cryogenic temperature, greatly limiting their potential for “plug and play” applications from a practical point of view. Moreover, they emit photons in a direction that is orthogonal to the wafer, whereas guided emission in its plane would simplify the implementation of a waveguide circuitry crucial for quantum information protocols on chip [10]. Very recently entangled photon generation has been reported on a silicon chip [18]: in

that case entanglement is obtained by FWM, a third order process of lower efficiency than SPDC. Moreover the indirect band-gap of silicon hinders integration of the pump laser in the device.

More generally, the implementation of large-scale architectures for quantum information requires a minimal complexity for the building blocks. For this reason sources that do not require additional steps (such as walk-off compensation or interferometric schemes) to convert the correlated photons into highly entangled states, are desirable [19].

In this work we present a semiconductor source that addresses all these issues and directly generates polarization-entangled photons at room temperature in the telecom range by SPDC; this device can be considered the technological implementation of the EPR-Bohm gedanken experiment [20,21] since the entangled photons are emitted in opposite directions. The device is based on a phase-matching scheme [22] where a pump field ($\lambda_p = 759$ nm) impinging on top of a multilayer AlGaAs ridge waveguide with an angle θ generates two counterpropagating, orthogonally polarized waveguided twin photons ($\lambda_{s,i} = 1518$ nm) [23] (Fig. 1a,b).

As a consequence of the opposite propagation directions for the generated photons, two type II phase-matched processes occur simultaneously: the first one where the signal (s) photon is TE polarized and the idler (i) photon is TM, and the second one where the signal photon is TM and the idler one is TE. In the following, index (1) and (2) will refer to these two processes, and we will use the notation H for TE and V for TM. The central frequencies for signal (ω_s) and idler (ω_i) modes are determined through the conservation of energy and momentum in the waveguide direction, giving:

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_s + \omega_i, \\ \omega_p \sin \theta &= \omega_s^{(1)} n_H(\omega_s^{(1)}) - \omega_i^{(1)} n_V(\omega_i^{(1)}), \\ \omega_p \sin \theta &= \omega_s^{(2)} n_V(\omega_s^{(2)}) - \omega_i^{(2)} n_H(\omega_i^{(2)}),\end{aligned}$$

where n_H and n_V are the effective indices of the guided modes, and ω_p is the pump frequency.

Momentum conservation in the epitaxial direction is satisfied by alternating AlGaAs layers with different aluminum concentrations (having nonlinear coefficients as different as possible) to implement a Quasi Phase Matching (QPM) scheme [23]. The inclusion of two Distributed Bragg Reflectors (DBRs) to create a microcavity for the pump beam results in an enhancement of the conversion efficiency and a reduction of the luminescence noise [24,25]. The sample was grown by molecular beam epitaxy on a (100) GaAs substrate. The epitaxial structure consists in 36-period asymmetrical $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ distributed Bragg reflector (lower cladding + back mirror), 4.5-period $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ quasi-phase-matching waveguide core and 14-period asymmetrical $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ distributed Bragg reflector (as upper cladding + top mirror). The planar structure is chemically etched to obtain 2.5-3.5 μm thick ridges with 6-9 μm width.

The performances of this device can be expressed in terms of brightness: this figure of merit, corresponding to the rate of generated pairs per spectral bandwidth and pump power, is well suited to compare sources in different pumping regimes for integrated quantum photonics. Considering a typical average pump power of 1 mW, our device has a brightness about three orders of magnitude higher than that demonstrated in [18] thanks to the use of a second order nonlinear effect instead of a third order one.

In this work, the pump beam is provided by a pulsed Ti:Sa laser having a pulse duration of 3.5 ps, and a repetition rate reduced from 76 MHz to 100 kHz with a pulse picker. The mean power impinging on the waveguide surface is 1 mW. This choice can lead for instance to the control of frequency correlations in future experiments and take advantage of the best detection performances of the single photon avalanche photodiodes. In addition, we

employed a technique to engineer the intensity profile of the pump beam to obtain polarization entanglement generation, which we will now describe.

The occurrence of two simultaneous processes opens the way to the direct generation of Bell states, as suggested by the tunability curves shown in Fig. 2. This graph shows that simultaneously pumping interaction 1 and 2 at the degeneracy angles $+\theta_{\text{deg}}$ and $-\theta_{\text{deg}}$ respectively generates two photons (from either interaction) with identical central frequencies. Filtering out the residual non-degenerate photons gives us, in principle, a maximally polarization-entangled photon state:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + |VH\rangle).$$

This experimental configuration can be realized by passing the pump beam through the center of a Fresnel biprism as shown in Fig. 1c. We used a glass biprism, each half of which deviates the pump beam entering the first face with a normal incidence by $\pm\theta_{\text{deg}}$.

The two-photon state was experimentally generated and then analyzed by a quantum tomographic reconstruction of the polarization state density matrix [26]. The emitted photon pairs are collected by two $\times 40$ microscope objectives, analyzed in polarization with a quarter-wave plate, a half-wave plate and a polarizer, injected into single-mode fibers and detected by two InGaAs single-photon avalanche photodiodes with 25% detection efficiency and 500 ps gate, triggered by the pump laser. A time-to-digital converter (TDC) is used to measure the time-correlations between the counterpropagating photons. A long-pass interference filter and a fibred Fabry-Perot filter (1.2 nm FWHM) are used to filter out the residual luminescence noise and the non-degenerate pairs. Taking into account the overall transmission along the setup optical path, we estimate the total collection efficiency to 13%.

In Fig. 3, we show two of the sixteen coincidence histograms acquired for the tomography: one (HH) corresponds to coincidences between H-polarized photons (which can occur only because of noise), while the other (HV) corresponds to coincidences between orthogonally polarized photons. In our case, most of the coincidences are produced by the $|+\rangle$ state.

The amount of noise in our measurements can be inferred from the polarization independent coincidences as presented in Fig. 3. The accidental coincidences amount to 0.04 Hz and are due in equal proportions to detector dark counts (1.8×10^{-4} per detection gate) and waveguide luminescence. We detect 0.77 Hz true coincidences, which, considering the detection (25%) and collection (13%) efficiency, corresponds to 0.007 pairs generated per pump pulse for each interaction with a repetition rate of 100 kHz. This signal to noise ratio limits the maximum measurable raw fidelity to 0.90 with our set-up. These figures could be improved by using detectors with higher detection efficiency and lower dark counts.

The raw density matrix (i.e. without background noise subtraction) reconstructed from our 16-measurement tomography [27] is presented in Fig. 4. Using these figures, we can directly compute entanglement, estimated via the raw concurrence $C_{\text{raw}} = 0.68 \pm 0.07$ [28] and the raw fidelity $F_{\text{raw}} = 0.83 \pm 0.04$ to $|\Psi^+\rangle$. We have also tested the violation of a CHSH type inequality [29], which is often used as a benchmark to demonstrate the quality and usefulness of the entanglement generated from a quantum source. This test states that local realistic theories cannot provide a value larger than 2 for a combination of polarization correlation measurements: for the produced state we obtain the value of 2.23 ± 0.11 . We have also reconstructed the so-called net density matrix, removing the accidental coincidences. We obtain a concurrence $C_{\text{net}} = 0.75 \pm 0.05$ and a fidelity $F_{\text{net}} = 0.87 \pm 0.03$ with the Bell state $|\Psi^+\rangle$.

The interpretation of these results can be done with the help of a simple model. Neglecting noise, the polarization density matrix of the generated two-photon state is [30]:

$$\rho = \alpha_1 |H, V\rangle\langle H, V| + \alpha_2 |V, H\rangle\langle V, H| + \beta |H, V\rangle\langle V, H| + \beta^* |V, H\rangle\langle H, V|,$$

where α_1 (resp. α_2) is the probability of pair generation through interaction 1 (resp. 2) by the pump beam impinging at $+\theta_{\text{deg}}$ (resp. $-\theta_{\text{deg}}$), with $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. β quantifies the possible which-path information that disrupts the creation of maximally entangled photons. In our set-up, the two possible polarization states can be tagged by spectral and/or spatial degrees of freedom. The maximally entangled state $|\Psi^+\rangle$ is obtained for $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/2$ and $\beta = 1/2$. In our case $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/2$ and the spectral overlap is perfect when the angles of the two pumping beams are equal to $\pm\theta_{\text{deg}}$. This has been experimentally checked by measuring the spectra of the four emitted photons; all these spectra are superimposed within the resolution of our spectrometer (0.1 nm), indicating that the pumping angle is $\pm\theta_{\text{deg}}$ with a precision of 0.002° . We thus deduce that the parameter preventing β to achieve its maximum value 1/2 is the spatial overlap of the two pumping beams which depends on their relative amplitude distribution profiles and in particular on the spacing δz between their centers on the plane of the waveguide. Since β is directly linked to the concurrence C through $C = 2|\beta|$ [30], we can numerically investigate the impact of the experimental set-up alignment accuracy on the maximum entanglement level that can be measured (see Fig. 5). According to the theoretical model and the measured values of C_{net} we deduce $\delta z = (0.3 \pm 0.1) \times w_p$ (where w_p is the waist of the pumping beam impinging on the biprism), a value in good agreement with the alignment precision of the present setup. Notice that, with the present shape of the pumping beams in the set-up, C_{net} saturates for $\delta z = 0$ at a value of 0.84. The results of Fig. 5, together with the theoretical analysis thus illustrate the important role played by the spatial overlap of the pumping beams and provide us with a clear guideline for controlling the degree and the purity of entanglement in polarization. Taking advantage of the capabilities of semiconductor technology available today, our source can be further evolved and miniaturized through the integration of a diffraction grating on top of the device directly coupling the pumping beam with any required angle.

In conclusion, we have demonstrated what is to our knowledge the first III-V semiconductor source of polarization-entangled photon pairs working at room temperature and at telecom wavelength. The counterpropagating geometry allows a direct generation of entangled states that violate Bell type inequalities without the need of additional steps to remove which-way information, and the model proposed in this work describes well the role of the pumping configuration and device parameters, connecting them to the quality of the produced entangled state. The value of the fidelity demonstrated in this paper is comparable with the state of the art while taking benefit of the strong potential of integration of the AlGaAs platform which can support electrically pumped primary light sources, waveguide circuits and detectors on the same chip. As shown by our model, a better spatial shaping of the pump would allow reaching even higher values of fidelity.

These results pave the way towards the demonstration of other interesting properties associated to the counterpropagating geometry, such as the control of the frequency correlation nature via the spatial and spectral properties of the pump beam [31] leading to extremely versatile hyperentangled states. Finally, its compatibility with the telecom network makes the device presented in this work an attractive candidate for scalable photonics-based quantum computation and quantum communications protocols.

References:

- [1] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, Quantum Entanglement. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 865 (2009).
- [2] P. W. Shor, Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. *SIAM J. Sci. Statist. Comput.* **26**, 1484 (1997).
- [3] D. Deutsch, R. Josza, Rapid solutions of problems by quantum computation. *Proceedings of the Royal Society of London A* **439**, 553 (1992).
- [4] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, Quantum cryptography. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
- [5] D. Bouwmeester et al., Experimental Quantum Teleportation. *Nature* **390**, 575 (1997).
- [6] J. S. Bell, On the Einstein Podolsky Rosen Paradox. *Physics* **1**, 195 (1965).
- [7] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem. *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981).
- [8] P. G. Kwiat et al., New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 24 (1995).
- [9] T. D. Ladd et al., Quantum computers. *Nature* **464**, 45 (2010).
- [10] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković, Photonic quantum technologies. *Nature Phot.* **3**, 697 (2009).
- [11] Matsuda N. et al. A monolithically integrated polarization entangled photon pair source on a silicon chip. *Sci. Rep.* **2**, 817 (2012).
- [12] T. M. Babinec et al., A Diamond Nanowire Single-Photon Source. *Nature Nanotechnology* **5**, 195 (2010).
- [13] B.B. Buckley, G.D. Fuchs, L. C. Bassett, D. D. Awschalom, Spin-Light Coherence for Single-Spin Measurement and Control in Diamond. *Science* **330**, 1212 (2010).
- [14] A. Martin et al., A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength. *New Journal of Physics* **12**, 103005 (2010).
- [15] J. Fan, A. Migdall, J. Chen, E. A. Goldschmidt, A. Ling, Microstructure-Fiber-Based Source of Photonic Entanglement. *IEEE J. of selected topics of quantum electronics* **15**, 1724 (2009).
- [16] A. Dousse et al., Ultrabright source of entangled photon pairs. *Nature* **466**, 217 (2010).
- [17] C.L. Salter et al., An entangled-light-emitting diode. *Nature* **45**, 594 (2010).
- [18] Matsuda N. et al. A monolithically integrated polarization entangled photon pair source on a silicon chip. *Sci. Rep.* **2**, 817 (2012).
- [19] E.Y. Zhu et al., Direct Generation of Polarization-Entangled Photon Pairs in a Poled Fiber. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 213902 (2012).
- [20] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [21] D. Bohm, Y. Aharanov, Discussion of experimental proof for the paradox of Einstein, Rosen and Podolsky. *Phys. Rev.* **108**, 1070 (1957).
- [22] A. De Rossi, V. Berger, Counterpropagating Twin Photons by Parametric Fluorescence. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 043901 (2002).
- [23] L. Lanco et al., Semiconductor waveguide source of counterpropagating twin photons. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 173901 (2006).
- [24] X. Caillet et al., Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature. *Opt. Express* **18**, 9967-9975 (2010).
- [25] A. Orioux et al., Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states. *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 45 (2011).
- [26] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, A. G. White, Measurements of qubits. *Phys. Rev. A* **64**, 052312 (2001).
- [27] This reconstruction has been done using the program provided by P. Kwiat's group : http://research.physics.illinois.edu/QI/Photonics/Tomography/tomography_code/index.html

[28] W. K. Wootters, Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).

[29] J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony, R.A. Holt, Proposed experiment to test local hidden-variable theories. Phys. Rev. Lett. **23**, 880-884 (1969).

[30] see Supplementary Information.

[31] Z. D. Walton, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, M. C. Teich, Generation of polarization-entangled photon pairs with arbitrary joint spectrum Phys. Rev. A **70**, 052317 (2004).

Acknowledgments:

This work was partly supported by the French Brazilian ANR HIDE project and by Région Ile de-France in the framework of C’Nano IdF with the TWILIGHT project and SESAME Project ‘Communications quantiques’. We acknowledge G. Boucher for help with experiments and S. Tanzilli for fruitful discussions. S.D. is member of Institut Universitaire de France.

Figure Captions:

FIG 1: (color online) Operation principle of the device

a,b : Counterpropagating phase-matching scheme. a: Interaction 1 with a pump angle $+\theta_{\text{deg}}$ produces a H-polarized signal and V-polarized idler; b: Interaction 2 with a pump angle $-\theta_{\text{deg}}$ produces a V-polarized signal and H-polarized idler. In both cases we call signal (idler) the photon exiting from the right (left) facet. Phase-matching is obtained automatically along the z direction and through a periodic modulation of the waveguide core in the x direction. The cladding consists of two Bragg reflectors to enhance the conversion efficiency. c: Sketch of the experimental set-up to generate Bell states: a laser pump beam impinges on a ridge waveguide microcavity with two symmetrical angles of incidence $+\theta_{\text{deg}}$ and $-\theta_{\text{deg}}$, through a Fresnel biprism, and entangled pairs of counterpropagating photons are emitted and collected at both facets. The waveguide is illuminated on its whole length ($L = 1.8$ mm).

FIG 2: (color online) Tunability curves

Simulated signal and idler tuning curves as a function of the angle of incidence of the pump beam, for $\lambda_p = 759$ nm. Polarization entangled photons can be generated by simultaneously pumping interaction 1 at $+\theta_{\text{deg}}$ and interaction 2 at $-\theta_{\text{deg}}$.

FIG 3: (color online) Photon correlation measurements

Time-coincidence detection histogram of signal and idler photons having respective polarizations H,V and H,H. Most of the coincidences are produced by the entangled state, whereas a small part of them stems from noise. Since noise is polarization independent, its contribution to HV coincidences can be inferred from the amount of HH coincidences.

FIG 4: (color online) Polarization state tomography

Real and imaginary part of the density matrix ρ of the two-photon state, as reconstructed from quantum-state tomography.

FIG 5: (color online) Dependence of the net concurrence on the pump angle and the spatial overlap between the two pumping beams

The contour plot results from numerical simulation, while the gray ellipses correspond to the experimental results. The fact that the net concurrence saturates to a value of 0.84 when $\delta z = 0$ and the pump angle is equal to $\theta_{\text{deg}} = 0.35^\circ$ is due to the particular shape of the pumping beams [30].

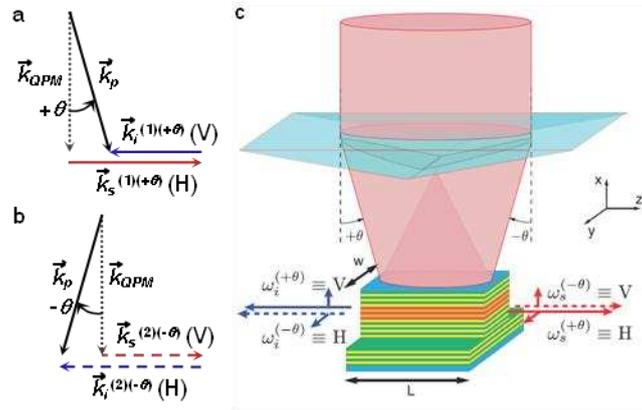


Figure 1

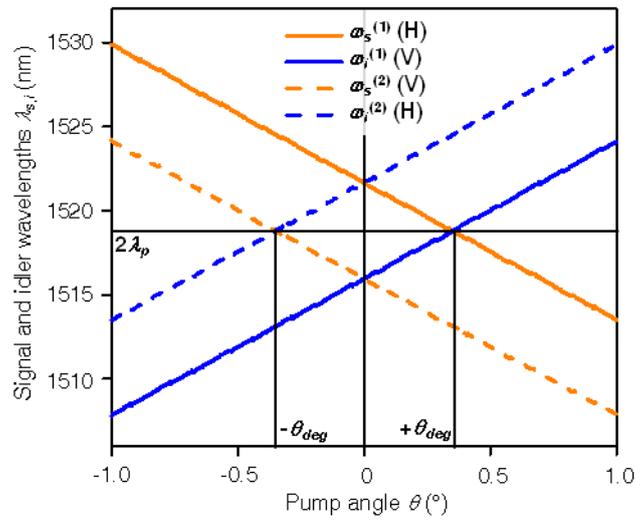


Figure 2

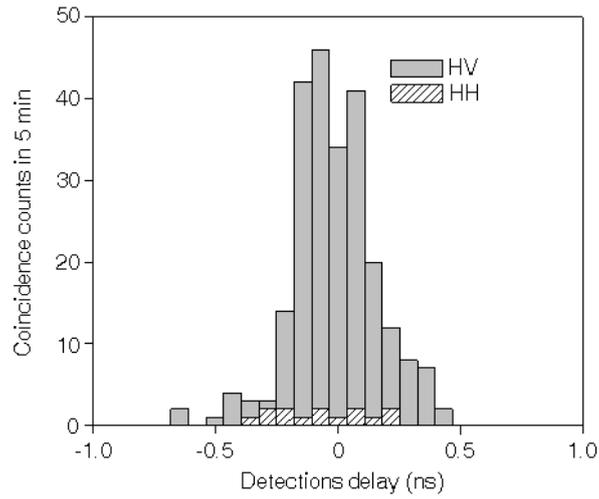


Figure 3

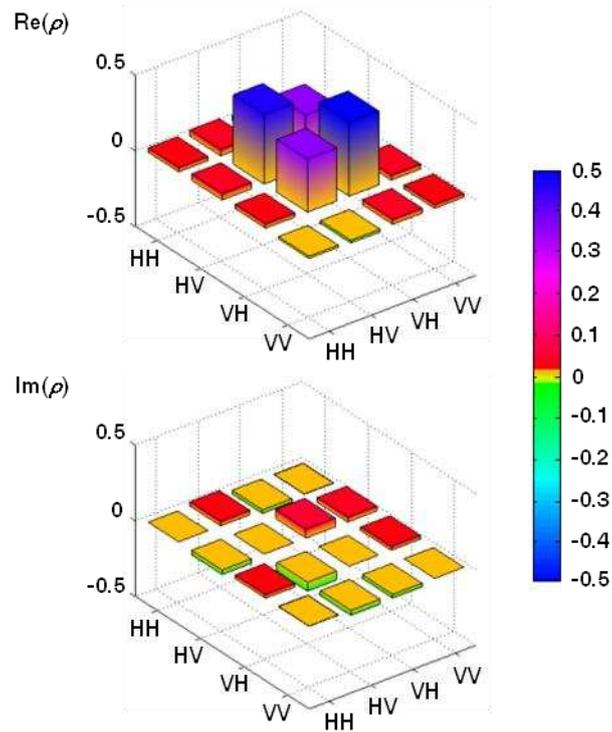


Figure 4

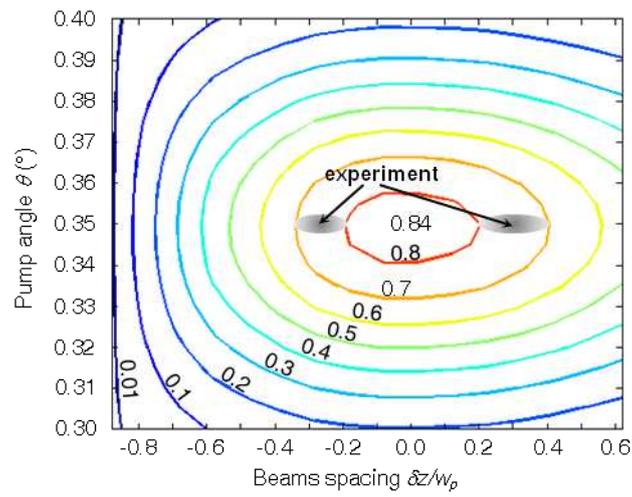


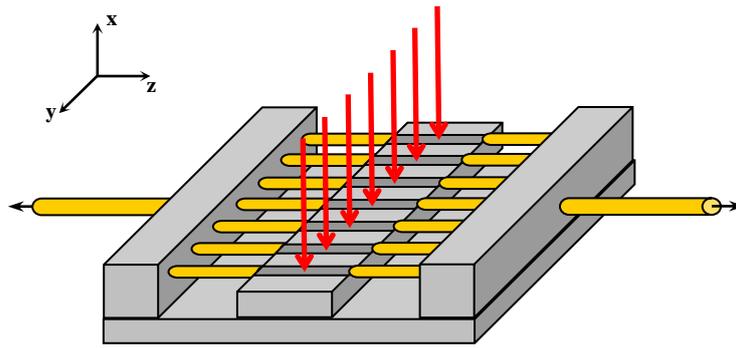
Figure 5

Perspectives

La source de photons contrapropageants offre une grande liberté sur l'état produit, comme nous venons de le voir dans les trois chapitres précédents. Elle permet notamment la génération de paires de photons intriqués en polarisation de bonne qualité, dégénérés en longueurs d'onde ou non. Ces paires peuvent être produites dans un état séparable en fréquence, ce qui permet de les utiliser directement sans filtrage de purification et présentent une faible largeur spectrale compatible avec les canaux de WDM. Comme leur longueur d'onde de dégénérescence ne dépend que du choix des épaisseurs de la microcavité verticale, on pourrait imaginer un dispositif (voir figure ci-dessus) composé d'une barrette de 10 à 20 guides épitaxiée avec un gradient d'épaisseur le long de la barrette. Celle-ci serait pompée par un laser picoseconde ou femtoseconde selon la plage spectrale couverte par les guides (de 1 à 10 nm donc de 2,5 ps à 250 fs), la longueur éclairée et la largeur de résonance de la microcavité étant calculées pour obtenir un état séparable en fréquence de largeur spectrale 0,1 nm . Un réseau de diffraction blasé gravé à la surface des guides assurerait la génération des deux angles de dégénérescence. Chacun des guides étant fibré à deux multiplexeurs en longueur d'onde, on aurait ainsi accès à une source de paires de photons intriqués multicanal permettant d'implémenter des protocoles de cryptographie quantique en WDM pour augmenter la vitesse de génération des clés de cryptage.

Cette source permet également la génération d'états à deux photons présentant une amplitude spectrale jointe qui peut être contrôlée et mise en forme par une simple manipulation spatiale et/ou spectrale du faisceau de pompe. C'est donc la plateforme idéale pour l'étude de ces états en fréquence et pour comprendre comment les mesurer et les utiliser au mieux pour de futurs protocoles d'information quantique. Une réflexion avec les théoriciens est en cours pour imaginer des outils de caractérisation du type de la tomographie en polarisation et des témoins d'intrication associés, outils qui pourront être testés par exemple sur les états proposés au chapitre 8.

Pour faire de cette source un dispositif totalement portable, il serait souhaitable d'y intégrer le laser de pompe, par exemple en faisant croître un VCSEL au-dessus de la microcavité verticale. Il s'agit d'un beau défi d'ingénierie à relever pour rendre la source monolithique tout en préservant les différentes propriétés de l'état à deux photons qu'elle émet. Un étage interférentiel sera



Proposition de source de paires de photons intriqués multicanal sur puce semiconductrice. Une barrette de guides rubans épitaxiée avec un gradient d'épaisseur dans la direction y et pompée par un laser large bande génère des paires de photons intriqués sur plusieurs canaux de longueurs d'onde que l'on peut combiner en WDM sur une même fibre télécom.

sans doute nécessaire entre le VCSEL et le guide pour pouvoir mettre en forme spatialement le faisceau laser.

Conclusion Générale

Dans cette thèse, nous avons pu mettre en évidence le fort potentiel des guides d'onde semiconducteurs pour le futur développement des technologies quantiques aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique et à température ambiante.

Les travaux présentés dans la première partie ouvrent la voie vers l'intégration sur puce des sources de paires de photons avec la possibilité du pompage électrique à température ambiante. Les principaux défis de cette approche, une fois le premier prototype démontré, sont la réduction des pertes optiques induites par le dopage et du bruit de luminescence. La première pourrait être résolue par le découplage de la structure en deux guides successifs, l'un dopé et fournissant le mode laser et l'autre intrinsèque assurant la génération des paires de photons paramétriques. La seconde nécessitera une réduction des courants de seuil laser et un filtrage spectral des photons paramétriques. Une intégration plus poussée de ce dispositif pourrait consister à concevoir des structures hybrides III-V sur silicium du type des lasers récemment démontrés au *CEA Leti* de Grenoble [117], ce qui permettrait de combiner les propriétés optoélectroniques et non linéaires de l'AlGaAs avec les guides d'onde et la circuiterie du silicium sur silice.

La source de photons contrapropageants, quant à elle, offre de multiples applications du fait de la grande versatilité de l'état à deux photons qu'elle peut générer à la fois en polarisation et en fréquence. La qualité quantique de cet état dépend essentiellement du contrôle spatial du faisceau de pompe à l'échelle millimétrique et ne requiert aucune post-manipulation des photons paramétriques, ce qui en fait une source robuste et simple d'implémentation. Le pompage simultané et le multiplexage de plusieurs sources adjacentes pourra être facilement mis en œuvre du fait de la géométrie de pompage transverse et de la séparation spatiale automatique des photons d'une même paire. L'intégration plus complète de la source pourrait être envisagée avec l'ajout d'un VCSEL au-dessus de la structure et de réseaux de couplage pour contrôler le mode spatial du laser de pompe.

Grâce au savoir-faire développé par l'équipe au cours de ces dernières années, nous pourrions aussi imaginer de nouvelles géométries pour des dispositifs semiconducteurs actifs à pompage électrique et permettant de générer des états à deux photons télécom à température ambiante. Par exemple, une cavité en micro-anneau comportant des boîtes quantiques et en couplage évanescent avec un guide filaire pourrait permettre de générer des paires de photons contrapro-

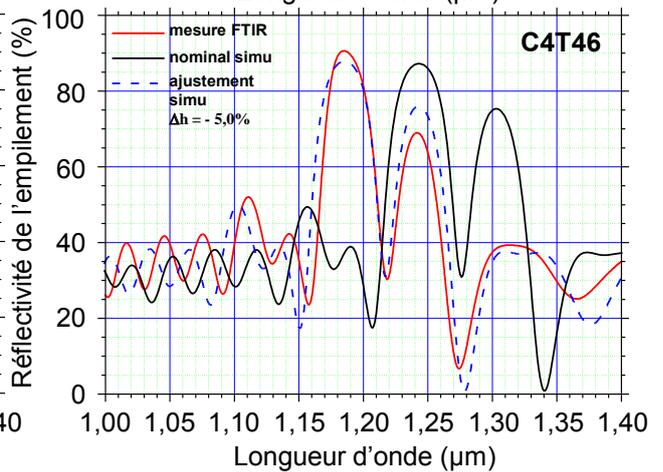
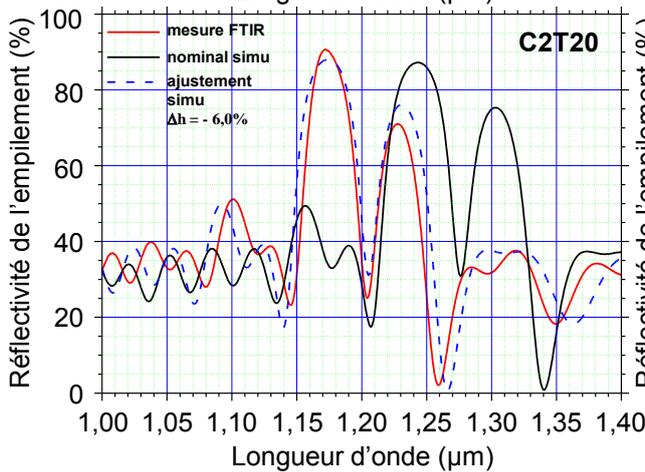
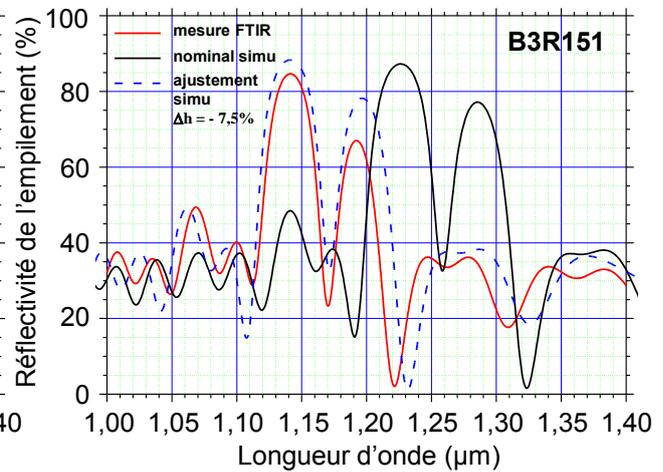
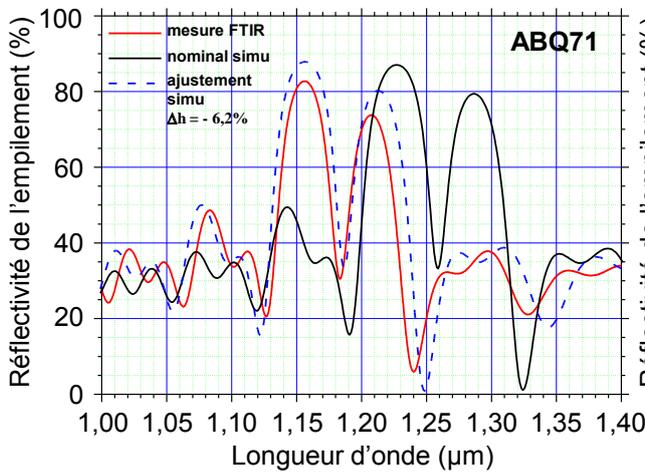
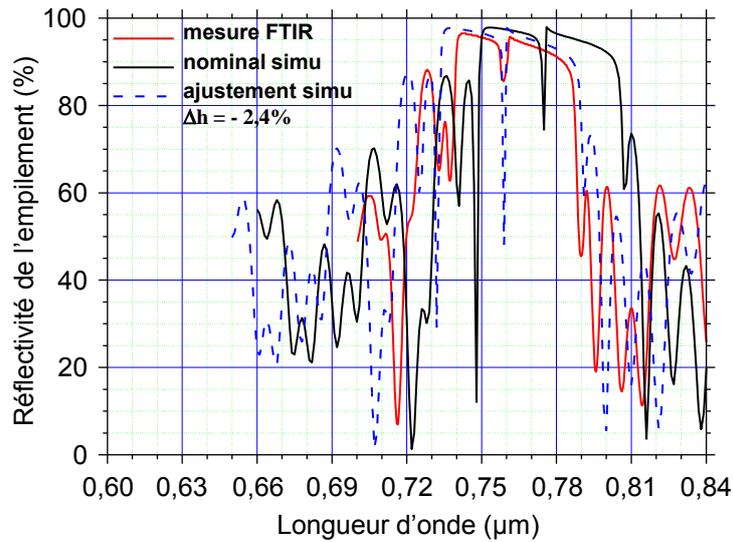
pageants intriqués dans le guide grâce aux deux modes laser de galerie contrapropageants dans le micro-anneau.

La diversité des dispositifs et des propriétés des états quantiques qu'ils peuvent générer illustre bien la grande richesse de la plateforme des semiconducteurs III-V pour l'information quantique : sans doute auront-ils un rôle important à jouer dans ses implémentations futures.

Annexe A

Echantillons

Dans cette annexe, on donne le spectre de réflectivité mesuré au FTIR après l'épitaxie, comparé avec le spectre simulé pour la structure nominale. Un tableau récapitulatif des différentes plaques épitaxiées ou utilisées pendant cette thèse est présenté à la fin.



Spectre de réflectivité en incidence normale des plaques **88P14** (ou **89P14**) [83], **ABQ71**, **B3R151**, **C2T20** et **C4T46**.

Dans le tableau suivant, on rappelle les longueurs d'onde nominales et réelles d'accord de phase et de résonance de FTIR, et les valeurs simulées correspondantes d'erreur sur les épaisseurs (en centre de plaque). Pour l'échantillon 88P14, les écarts Δh_{simu}^{SHG} et Δh_{simu}^{FTIR} correspondent parfaitement puisque la structure est une cavité prévue pour l'incidence normale. Pour les structures de diode à mode de Bragg, en revanche, la résonance choisie sur le FTIR n'est pas une bande interdite de réflectivité et on constate une différence assez importante entre les deux écarts. Seule Δh_{simu}^{SHG} a une signification réelle dans ce cas mais on peut remarquer que la donnée de l'écart Δh_{simu}^{FTIR} peut permettre de prévoir Δh_{simu}^{SHG} par proportionnalité : il y a systématiquement un facteur 4 à 5 entre les deux (sauf pour C4T46, probablement à cause du fort gradient d'épaisseur sur cette plaque...).

	88P14	ABQ71	B3R151	C2T20	C4T46
$\lambda_{nominale}^{SHG}$	774,9 nm	769,7 nm	775,0 nm	780,5 nm	780,5 nm
λ_{mesure}^{SHG}	758,8 nm	765 nm	768 nm	775 nm (centre)	779 nm (centre)
Δh_{simu}^{SHG}	- 2,4 %	- 1,3 %	- 1,9 %	- 1,3 % (centre)	- 0,1 % (centre)
$\lambda_{nominale}^{FTIR}$	0,7749 μm	1,227 μm	1,226 μm	1,243 μm	1,243 μm
λ_{mesure}^{FTIR}	0,7588 μm	1,156 μm	1,141 μm	1,173 μm (centre)	1,185 μm (centre)
Δh_{simu}^{FTIR}	- 2,4 %	- 6,2 %	- 7,5 %	- 6,0 % (centre)	- 5,0 % (centre)

Ecart à la structure nominale des échantillons épitaxiés en MBE au LPN. λ : longueur d'onde d'accord de phase (*SHG*) ou de résonance (*FTIR*) à 20°C. Δh : différence d'épaisseurs simulée pour expliquer l'écart à la valeur nominale.

Annexe B

Liste de publications

Dans cette annexe, on liste toutes les publications et autres communications effectuées lors de cette thèse.

Publications

Articles de revue internationales à comité de lecture

1. X. CAILLET, A. ORIEUX, A. LEMAÎTRE, P. FILLLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature » *Opt. Express*, vol. 18, n° 10, p. 9967-9975, 2010.
2. A. ORIEUX, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states » *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, n° 1, p. 45-51, 2011.
3. A. ORIEUX, A. ECKSTEIN, A. LEMAÎTRE, P. FILLLOUX, I. FAVERO, G. LEO, T. COUDREAU, A. KELLER, P. MILMAN et S. DUCCI, « Entangled photon generation on a semiconductor chip at room temperature » submitted.

Chapitres de livres

1. X. CAILLET, A. ORIEUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor Ridge Microcavities Generating Counterpropagating Entangled Photons » in *Advances in Lasers and ElectroOptics*, ISBN 978-953-307-088-9, Intech , 2010. (<http://publication@sciyo.com>).

Actes de conférences internationales à comité de lecture

1. A. ORIEUX, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A semiconductor ridge microcavity source of quantum light at room temperature » in *Proc. SPIE*, vol. 7727, p. 77270M, 2010.
2. A. ORIEUX, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor integrated sources of quantum light at room temperature » in *Proc. SPIE*, vol. 7945, p. 79452J, 2011.
3. A. ORIEUX, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor integrated sources of two-photon states at room temperature » in *CLEO/Europe and EQEC Conference Digest*, p. ED3_4, Optical Society of America, 2011.
4. A. ORIEUX, M. SAVANIER, C. E. RORIGUES DE SOUZA , A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor sources of two-photon states at room temperature in the telecom range » in *Proc. SPIE*, vol. 8268, p. 826824, 2012.
5. A. ORIEUX, C. E. RORIGUES DE SOUZA , A. LEMAÎTRE, E. GALOPIN, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A laser diode for integrated photon pair generation at telecom wavelength » in *CLEO : QELS-Fundamental Science Conference Digest*, p. JW4A.114, Optical Society of America, 2012.

Communications

Conférences internationales

1. **A. ORIEUX**, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, I. SAGNES, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A semiconductor ridge microcavity : a versatile source of photon pairs for quantum information » (**poster**) W-E Hereaus Seminar *Quantum communications based on integrated optics*, Bad Honnef, mars 2010.
2. **A. ORIEUX**, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A semiconductor ridge microcavity source of quantum light at room temperature » (**oral**) SPIE Photonics Europe, Bruxelles, avril 2010.
3. A. ORIEUX, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et **S. DUCCI**, « Semiconductor integrated source of quantum light at room temperature » (**oral**) EOS Annual Meeting, Paris, octobre 2010.
4. A. ORIEUX, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et **S. DUCCI**, « Semiconductor integrated sources of quantum light at room temperature » (**oral invité**) SPIE Photonic West, San Francisco, janvier 2011.

5. **A. ORIEUX**, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor integrated sources of two-photon states at room temperature » (**oral**) CLEO/Europe and EQEC, Munich, mai 2011.
6. A. ORIEUX, M. SAVANIER, C. E. RORIGUES DE SOUZA , A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et **S. DUCCI**, « Semiconductor sources of two-photon states at room temperature in the telecom range » (**oral invité**) SPIE Photonic West, San Francisco, janvier 2012.
7. **A. ORIEUX**, C. E. RORIGUES DE SOUZA , A. LEMAÎTRE, E. GALOPIN, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A laser diode for integrated photon pair generation at telecom wavelength » (**poster**) CLEO, San Jose, mai 2012.
8. **A. ORIEUX**, G. BOUCHER, A. ECKSTEIN, E. GALOPIN, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A laser diode for integrated photon pair generation at telecom wavelength » (**oral**) EOS Annual Meeting, Aberdeen, septembre 2012.
9. A. ORIEUX, G. BOUCHER, A. ECKSTEIN, E. GALOPIN, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et **S. DUCCI**, « Semiconductor source of entangled photons at room temperature » (**oral invité**) EOS Annual Meeting, Aberdeen, septembre 2012.
10. **A. ORIEUX**, A. ECKSTEIN, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, T. COUDREAU, P. MILMAN, A. KELLER, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Semiconductor source of entangled photons at room temperature » (**oral**) 50 years of nonlinear optics international symposium NLO50, Barcelone, octobre 2012.

Conférences nationales

1. **A. ORIEUX**, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, I. SAGNES, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Expérience de Hong-Ou-Mandel avec une source semi-conductrice de photons jumeaux contrapropagatifs » (**poster**) COLOQ'11, Nice, septembre 2009.
2. **A. ORIEUX**, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Interférence à deux photons avec une source semi-conductrice intégrée à température ambiante » (**oral**) JNOG, Besançon, octobre 2010.
3. **A. ORIEUX**, M. SAVANIER, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Two-photon states semiconductor sources at room temperature for quantum information » (**oral**) GDR-IQFA 1st workshop, Paris, novembre 2011.

Bibliographie

- [1] C. H. BENNETT et G. BRASSARD, « Quantum cryptography : public key distribution and coin tossing », *in Proc. of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, p. 175–179, IEEE, 1984.
- [2] A. K. EKERT, « Quantum cryptography based on Bell's theorem », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 661–663, 1991.
- [3] N. GISIN, G. RIBORDY, W. TITTEL et H. ZBINDEN, « Quantum cryptography », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, p. 145–195, 2002.
- [4] R. P. FEYNMAN, « Simulating physics with computers », *International Journal of Theoretical Physics*, vol. 21, p. 467–488, 1982.
- [5] C. A. PÉREZ-DELGADO et P. KOK, « Quantum computers : Definition and implementations », *Phys. Rev. A*, vol. 83, p. 012303, 2011.
- [6] P. W. SHOR, « Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring », *in Proc. of the Symposium on the Foundations of Computer Science*, p. 124–134, IEEE, 1994.
- [7] L. K. GROVER, « Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, p. 325–328, 1997.
- [8] V. GIOVANNETTI, S. LLOYD et L. MACCONE, « Quantum-enhanced measurements : Beating the standard quantum limit », *Science*, vol. 306, p. 1330–1336, 2004.
- [9] V. GIOVANNETTI, S. LLOYD et L. MACCONE, « Quantum metrology », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 010401, 2006.
- [10] V. GIOVANNETTI, S. LLOYD, et L. MACCONE, « Advances in quantum metrology », *Nature Photonics*, vol. 5, p. 222–229, 2011.
- [11] M. A. NIELSEN et I. L. CHUANG, *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000.
- [12] T. D. LADD, F. JELEZKO, R. LAFLAMME, Y. NAKAMURA, C. MONROE et J. L. O'BRIEN, « Quantum computers », *Nature*, vol. 464, p. 45–53, 2010.

- [13] D. STUCKI, N. GISIN, O. GUINNARD, G. RIBORDY et H. ZBINDEN, « Quantum key distribution over 67 km with a plug & play system », *New Journal of Physics*, vol. 4, no. 1, p. 41, 2002.
- [14] C. KURTSIEFER, P. ZARDA, M. HALDER, H. WEINFURTER, P. M. GORMAN, P. R. TAPSTER et J. G. RARITY, « Quantum cryptography : A step towards global key distribution », *Nature*, vol. 419, p. 450, 2002.
- [15] L. LYDERSEN, C. WIECHERS, C. WITTMANN, D. ELSER, J. SKAAR, et V. MAKAROV, « Hacking commercial quantum cryptography systems by tailored bright illumination », *Nature Photonics*, vol. 4, p. 686–689, 2010.
- [16] I. GERHARDT, Q. LIU, A. LAMAS-LINARES, J. SKAAR, V. SCARANI, V. MAKAROV et C. KURTSIEFER, « Experimentally faking the violation of Bell’s inequalities », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 170404, Oct 2011.
- [17] D. BOUWMEESTER, J.-W. PAN, K. MATTLE, M. EIBL, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, « Experimental quantum teleportation », *Nature*, vol. 390, p. 575–579, 1997.
- [18] L. M. K. VANDERSYPEN, M. STEFFEN, G. BREYTA, C. S. YANNONI, M. H. SHERWOOD et I. L. CHUANG, « Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance », *Nature*, vol. 414, p. 883–887, 2001.
- [19] A. POLITI, J. C. F. MATTHEWS et J. L. O’BRIEN, « Shor’s quantum factoring algorithm on a photonic chip », *Science*, vol. 325, p. 1221, 2009.
- [20] A. DEWES, R. LAURO, F. R. ONG, V. SCHMITT, P. MILMAN, P. BERTET, D. VION et D. ESTEVE, « Quantum speeding-up of computation demonstrated in a superconducting two-qubit processor », *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 140503, Apr 2012.
- [21] N. TREPS, N. GROSSE, W. P. BOWEN, C. FABRE, H.-A. BACHOR et P. K. LAM, « A quantum laser pointer », *Science*, vol. 301, p. 940–943, 2003.
- [22] M. KACPROWICZ, R. DEMKOWICZ-DOBRZANSKI, W. WASILEWSKI, K. BANASZEK et I. A. WALMSLEY, « Experimental quantum-enhanced estimation of a lossy phase shift », *Nature Photonics*, vol. 4, p. 357–360, 2010.
- [23] D. J. WINELAND, « Quantum information processing and quantum control with trapped atomic ions », *Physica Scripta*, vol. 2009, no. T137, p. 014007, 2009.
- [24] E. LUCERO, R. BARENDS, Y. CHEN, J. KELLY, M. MARIANTONI, A. MEGRANT, P. O’MALLEY, D. SANK, A. VAINSENER, J. WENNER, T. WHITE, Y. YIN, A. N. CLELAND et J. M. MARTINIS, « Computing prime factors with a Josephson phase qubit quantum processor », *Nature Physics*, vol. 8, p. 719–723, 2012.
- [25] J. C. F. MATTHEWS, A. POLITI, A. STEFANOV et J. L. O’BRIEN, « Manipulation of multiphoton entanglement in waveguide quantum circuits », *Nature Photonics*, vol. 3, p. 346–350, 2009.

- [26] J. F. CLAUSER et A. SHIMONY, « Bell's theorem. experimental tests and implications », *Reports on Progress in Physics*, vol. 41, no. 12, p. 1881, 1978.
- [27] A. ASPECT, J. DALIBARD et G. ROGER, « Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, p. 1804–1807, 1982.
- [28] O. BENSON, C. SANTORI, M. PELTON et Y. YAMAMOTO, « Regulated and entangled photons from a single quantum dot », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 2513–2516, 2000.
- [29] C. L. SALTER, R. M. STEVENSON, I. FARRER, C. A. NICOLL, D. A. RITCHIE et A. J. SHIELDS, « An entangled-light-emitting diode », *Nature*, vol. 465, p. 594–597, 2010.
- [30] A. DOUSSE, J. SUFFCZYŃSKI, A. BEVERATOS, O. KREBS, A. LEMAÎTRE, I. SAGNES, J. BLOCH, P. VOISIN et P. SENELLART, « Ultrabright source of entangled photon pairs », *Nature*, vol. 466, p. 217–220, 2010.
- [31] D. C. BURNHAM et D. L. WEINBERG, « Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, p. 84–87, 1970.
- [32] Y. H. SHIH et C. O. ALLEY, « New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, p. 2921–2924, 1988.
- [33] D. BOUWMEESTER, J.-W. PAN, K. MATTLE, M. EIBL, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, « Experimental quantum teleportation », *Nature*, vol. 390, p. 481–486, 1997.
- [34] R. URSIN, F. TIEFENBACHER, T. SCHMITT-MANDERBACH, H. WEIER, T. SCHEIDL, M. LINDENTHAL, B. BLAUENSTEINER, T. JENNEWAIN, J. PERDIGUES, P. TROJEK, B. ÖMER, M. FÜRST, M. MEYENBURG, J. RARITY, Z. SODNIK, C. BARBIERI, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, « Entanglement-based quantum communication over 144 km », *Nature Physics*, vol. 3, p. 481–486, 2007.
- [35] P. G. EVANS, R. S. BENNINK, W. P. GRICE, T. S. HUMBLE et J. SCHAAKE, « Bright source of spectrally uncorrelated polarization-entangled photons with nearly single-mode emission », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 253601, 2010.
- [36] M. HALDER, A. BEVERATOS, R. T. THEW, C. JOREL, H. ZBINDEN et N. GISIN, « High coherence photon pair source for quantum communication », *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 2, p. 023027, 2008.
- [37] A. MARTIN, V. CRISTOFORI, P. ABOUSSOUAN, H. HERRMANN, W. SOHLER, D. B. OSTROWSKY, O. ALIBART et S. TANZILLI, « Integrated optical source of polarization entangled photons at 1310 nm », *Opt. Express*, vol. 17, no. 2, p. 1033–1041, 2009.
- [38] M. AVENHAUS, A. ECKSTEIN, P. J. MOSLEY et C. SILBERHORN, « Fiber-assisted single-photon spectrograph », *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 18, p. 2873–2875, 2009.

- [39] M. MEDIC, J. B. ALTEPETER, M. A. HALL, M. PATEL et P. KUMAR, « Fiber-based telecommunication-band source of degenerate entangled photons », *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 6, p. 802–804, 2010.
- [40] J. RARITY, « Entangled telecommunications », *Nature Photonics*, vol. 4, p. 342–343, 2010.
- [41] E. Y. ZHU, Z. TANG, L. QIAN, L. G. HELT, M. LISCIDINI, J. E. SIPE, C. CORBARI, A. CANAGASABEY, M. IBSEN et P. G. KAZANSKY, « Direct generation of polarization-entangled photon pairs in a poled fiber », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 213902, 2012.
- [42] H. TAKESUE, H. FUKUDA, T. TSUCHIZAWA, T. WATANABE, K. YAMADA, Y. TOKURA et S. ichi ITABASHI, « Generation of polarization entangled photon pairs using silicon wire waveguide », *Opt. Express*, vol. 16, no. 8, p. 5721–5727, 2008.
- [43] R. SUTHERLAND, *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, INC., 1996.
- [44] E. ROSENCHER et B. VINTER, *Optoélectronique*. Dunod, 2nd éd., 2002.
- [45] M. FOX, *Quantum Optics, An Introduction*. Oxford University Press, 2007.
- [46] J. OTA, W. NARITA, I. OHTA, T. MATSUSHITA et T. KONDO, « Fabrication of periodically-inverted AlGaAs waveguides for quasi-phase-matched wavelength conversion at 1.55 μm », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 4, p. 04C110, 2009.
- [47] K. L. VODOPYANOV, O. LEVI, P. S. KUO, T. J. PINGUET, J. S. HARRIS, M. M. FEJER, B. GERARD, L. BECOUARN et E. LALLIER, « Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs », *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 16, p. 1912–1914, 2004.
- [48] E. GUILLOTTEL, M. RAVARO, F. GHIgliENO, C. LANGLOIS, C. RICOLLEAU, S. DUCCI, I. FAVERO et G. LEO, « Parametric amplification in GaAs/AlOx waveguide », *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 17, p. 171110, 2009.
- [49] M. SAVANIER, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, I. FAVERO, S. DUCCI et G. LEO, « Nearly-degenerate three-wave mixing at 1.55 μm in oxidized AlGaAs waveguides », *Opt. Express*, vol. 19, no. 23, p. 22582–22587, 2011.
- [50] A. YARIV, *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, Inc., 1989.
- [51] M. I. NATHAN, « Invention of the semiconductor laser », in *CLEO : Science and Innovations*, p. JM2I.1, Optical Society of America, 2012.
- [52] I. VURGAFTMAN, J. R. MEYER et L. R. RAM-MOHAN, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, p. 5815–5875, 2001.
- [53] E. SCHRÖDINGER, « Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik », *Naturwissenschaften*, vol. 23, p. 807–812, 1935.
- [54] J. D. TRIMMER, « The present situation in quantum mechanics : A translation of Schrödinger's "cat paradox" paper », *Proceedings of the American Philosophical Society*, vol. 124, no. 5, p. 323–338, 1980.

- [55] J. BELL, *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*. Cambridge University Press, 1987.
- [56] J. ALTEPETER, E. JEFFREY et P. KWIAT, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 52, p. 105–159. Elsevier, 2005. chapitre "Photonic State Tomography".
- [57] W. K. WOOTTERS, « Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 2245–2248, 1998.
- [58] A. G. WHITE, D. F. V. JAMES, W. J. MUNRO et P. G. KWIAT, « Exploring Hilbert space : Accurate characterization of quantum information », *Phys. Rev. A*, vol. 65, p. 012301, 2001.
- [59] L. LANCO, *Sources semiconductrices de photons jumeaux*. Thèse doctorat, 2006.
- [60] A. de ROSSI, V. ORTIZ, M. CALLIGARO, B. VINTER, J. NAGLE, S. DUCCI et V. BERGER, « A third-order-mode laser diode for quantum communication », *Semiconductor Science and Technology*, vol. 19, no. 10, p. L99–L102, 2004.
- [61] S. DUCCI, L. LANCO, V. BERGER, A. de ROSSI, V. ORTIZ et M. CALLIGARO, « Continuous-wave second-harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides », *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 16, p. 2974–2976, 2004.
- [62] M. MOSER, R. WINTERHOFF, C. GENG, I. QUEISSER, F. SCHOLZ et A. DÖRNEN, « Refractive index of $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy », *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 2, p. 235–237, 1994.
- [63] S. G. WALLACE, B. J. ROBINSON, P. MASCHER, H. K. HAUGEN, D. A. THOMPSON, D. DALACU et L. MARTINU, « Refractive indices of InGaAsP lattice-matched to GaAs at wavelengths relevant to device design », *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 19, p. 2791–2793, 2000.
- [64] A. BECHIRIA et N. BOUARISSA, « Energy band gaps for the $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloys lattice matched to different substrates », *Superlattices and Microstructures*, vol. 39, no. 6, p. 478–488, 2005.
- [65] A. AL-MUHANNA, J. K. WADE, L. J. MAWST et R. J. FU, « 730-nm-emitting Al-free active-region diode lasers with compressively strained InGaAsP quantum wells », *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 6, p. 641–643, 1998.
- [66] P. YEH, *Optical Waves in Layered Media*. John Wiley and Sons, Inc., 1988.
- [67] B. CORCORAN, C. MONAT, C. GRILLET, D. J. MOSS, B. J. EGGLETON, T. P. WHITE, L. O'FAOLAIN et T. F. KRAUSS, « Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides », *Nature Photonics*, vol. 3, p. 206–210, 2009.

- [68] J. H. WÜLBERN, A. PETROV et M. EICH, « Electro-optical modulator in a polymer-infiltrated silicon slotted photonic crystal waveguide heterostructure resonator », *Opt. Express*, vol. 17, no. 1, p. 304–313, 2009.
- [69] B. CORCORAN, M. D. PELUSI, C. MONAT, J. LI, L. O’FAOLAIN, T. F. KRAUSS et B. J. EGGLETON, « Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide », *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 9, p. 1728–1730, 2011.
- [70] J. HAN, P. ABOLGHASEM, B. J. BIJLANI et A. S. HELMY, « Continuous-wave sum-frequency generation in AlGaAs Bragg reflection waveguides », *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 23, p. 3656–3658, 2009.
- [71] B. J. BIJLANI et A. S. HELMY, « Bragg reflection waveguide diode lasers », *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 23, p. 3734–3736, 2009.
- [72] J. CHILWELL et I. HODGKINSON, « Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 1, no. 7, p. 742–753, 1984.
- [73] D. Y. K. KO et J. R. SAMBLES, « Scattering matrix method for propagation of radiation in stratified media : attenuated total reflection studies of liquid crystals », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 5, no. 11, p. 1863–1866, 1988.
- [74] L. LI, « Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, no. 5, p. 1024–1035, 1996.
- [75] M. OHASHI, T. KONDO, R. ITO, S. FUKATSU, Y. SHIRAKI, K. KUMATA et S. S. KANO, « Determination of quadratic nonlinear optical coefficient of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ system by the method of reflected second harmonics », *Journal of Applied Physics*, vol. 74, no. 1, p. 596–601, 1993.
- [76] I. SHOJI, T. KONDO, A. KITAMOTO, M. SHIRANE et R. ITO, « Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 9, p. 2268–2294, 1997.
- [77] A. GHATAK, K. THYAGARAJAN et M. SHENOY, « Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach », *Journal of Lighthwave Technology*, vol. LT-5, no. 5, p. 660–667, 1987.
- [78] A. MUTIG, *High Speed VCSELs for Optical Interconnects*. Thèse doctorat, 2010.
- [79] J. H. C. CASEY, D. D. SELL et K. W. WECHT, « Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p - type GaAs between 1.3 and 1.6 eV », *Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 1, p. 250–257, 1975.
- [80] W. G. SPITZER et J. M. WHELAN, « Infrared absorption and electron effective mass in n-type gallium arsenide », *Phys. Rev.*, vol. 114, p. 59–63, 1959.

- [81] H. C. HUANG, S. YEE et M. SOMA, « The carrier effects on the change of refractive index for n-type GaAs at $\lambda = 1.06, 1.3,$ and $1.55 \mu\text{m}$ », *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 3, p. 1497–1503, 1990.
- [82] E. HAGA et H. KIMURA, « Free-carrier infrared absorption in III-V semiconductors IV. inter-conduction band transitions », *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 19, no. 9, p. 1596–1606, 1964.
- [83] X. CAILLET, *Une microcavité semiconductrice source de photons jumeaux contrapropagants à température ambiante*. Thèse doctorat, 2009.
- [84] S. GEHRSTZ, F. K. REINHART, C. GOURGON, N. HERRES, A. VONLANTHEN et H. SIGG, « The refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ below the band gap : Accurate determination and empirical modeling », *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 11, p. 7825–7837, 2000.
- [85] S. ADACHI et K. OE, « Chemical etching characteristics of (001) GaAs », *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 130, no. 12, p. 2427–2435, 1983.
- [86] C. BAKER, C. BELACEL, A. ANDRONICO, P. SENELLART, A. LEMAITRE, E. GALOPIN, S. DUCCI, G. LEO et I. FAVERO, « Critical optical coupling between a GaAs disk and a nanowaveguide suspended on the chip », *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 15, p. 151117, 2011.
- [87] A. BACAA, F. RENB, J. ZOLPERA, R. BRIGGSA et S. PEARTON, « A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors », *Thin Solid Films*, vol. 308, p. 599–606, 1997.
- [88] A. de ROSSI, V. ORTIZ, M. CALLIGARO, L. LANCO, S. DUCCI, V. BERGER et I. SAGNES, « Measuring propagation loss in a multimode semiconductor waveguide », *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 7, p. 073105, 2005.
- [89] L. OLISLAGER, I. MBODJI, E. WOODHEAD, J. CUSSEY, L. FURFARO, P. EMPLIT, S. MASSAR, K. P. HUY et J.-M. MEROLLA, « Implementing two-photon interference in the frequency domain with electro-optic phase modulators », *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 4, p. 043015, 2012.
- [90] L. LANCO, S. DUCCI, J.-P. LIKFORMAN, P. FILLOUX, X. MARCADET, M. CALLIGARO, G. LEO et V. BERGER, « Time-resolved thermal characterization of semiconductor lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 2, p. 021105, 2007.
- [91] T. A. HEUMIER et J. L. CARLSTEN. Application Note : Mode Hopping in Semiconductor Lasers, 2005. ILX Lightwave.
- [92] G. R. GRAY et R. ROY, « Bistability and mode hopping in a semiconductor laser », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, p. 632–638, Mar 1991.

- [93] A. ORIEUX, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, no. 1, p. 45–51, 2011.
- [94] L. LANCO, S. DUCCI, J.-P. LIKFORMAN, X. MARCADET, J. A. W. van HOUWELINGEN, H. ZBINDEN, G. LEO et V. BERGER, « Semiconductor waveguide source of counterpropagating twin photons », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 173901, 2006.
- [95] X. CAILLET, A. ORIEUX, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Two-photon interference with a semiconductor integrated source at room temperature », *Opt. Express*, vol. 18, no. 10, p. 9967–9975, 2010.
- [96] C. K. HONG, Z. Y. OU et L. MANDEL, « Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, p. 2044–2046, 1987.
- [97] X. CAILLET, V. BERGER, G. LEO et S. DUCCI, « A semiconductor source of counterpropagating twin photons : a versatile device allowing the control of the two-photon state », *Journal of Modern Optics*, vol. 56, no. 2-3, p. 232–239, 2009.
- [98] Z. D. WALTON, A. V. SERGIENKO, B. E. A. SALEH et M. C. TEICH, « Generation of polarization-entangled photon pairs with arbitrary joint spectrum », *Phys. Rev. A*, vol. 70, p. 052317, 2004.
- [99] J. PEŘINA, « Quantum properties of counterpropagating two-photon states generated in a planar waveguide », *Phys. Rev. A*, vol. 77, p. 013803, 2008.
- [100] P. ABOUSSOUAN, O. ALIBART, D. B. OSTROWSKY, P. BALDI et S. TANZILLI, « High-visibility two-photon interference at a telecom wavelength using picosecond-regime separated sources », *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 021801, 2010.
- [101] A. KASTLER, « Transmission of light pulse through a Fabry-Perot interferometer », *Nouvelle Revue d'Optique*, vol. 5, no. 3, p. 133, 1974.
- [102] J.-L. SMIRR, R. FREY, E. DIAMANTI, R. ALLÉAUME et I. ZAQUINE, « Intrinsic limitations to the quality of pulsed spontaneous parametric downconversion sources for quantum information applications », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, no. 4, p. 832–841, 2011.
- [103] G. N. GOL'TSMAN, O. OKUNEV, G. CHULKOVA, A. LIPATOV, A. SEMENOV, K. SMIRNOV, B. VORONOV, A. DZARDANOV, C. WILLIAMS et R. SOBOLEWSKI, « Picosecond superconducting single-photon optical detector », *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 6, p. 705–707, 2001.
- [104] V. VERMA, F. MARSILI, B. BAEK, A. LITA, T. GERRITS, J. STERN, R. MIRIN et S. W. NAM, « 55% system detection efficiency with self-aligned WSi superconducting nanowire single photon detectors », in *CLEO : QELS-Fundamental Science*, p. QTu1E.5, Optical Society of America, 2012.

- [105] A. B. U'REN, E. MUKAMEL, K. BANASZEK et I. A. WALMSLEY, « Managing photons for quantum information processing », vol. 361, no. 1808, p. 1493–1506, 2003.
- [106] V. GIOVANNETTI, S. LLOYD et L. MACCONE, « Positioning and clock synchronization through entanglement », *Phys. Rev. A*, vol. 65, p. 022309, 2002.
- [107] A. ECKSTEIN, B. BRECHT et C. SILBERHORN, « A quantum pulse gate based on spectrally engineered sum frequency generation », *Opt. Express*, vol. 19, no. 15, p. 13770–13778, 2011.
- [108] M. LASSEN, V. DELAUBERT, J. JANOUSEK, K. WAGNER, H.-A. BACHOR, P. K. LAM, N. TREPS, P. BUCHHAVE, C. FABRE et C. C. HARB, « Tools for multimode quantum information : Modulation, detection, and spatial quantum correlations », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 083602, 2007.
- [109] W. P. GRICE, A. B. U'REN et I. A. WALMSLEY, « Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states », *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 063815, 2001.
- [110] A. BOGDANOV, Y. BOGDANOV et K. VALIEV, « Schmidt modes and entanglement in continuous-variable quantum systems », *Russian Microelectronics*, vol. 35, p. 7–20, 2006.
- [111] K. M. ROSFJORD, J. K. W. YANG, E. A. DAULER, A. J. KERMAN, V. ANANT, B. M. VORONOV, G. N. GOL'TSMAN et K. K. BERGGREN, « Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating », *Opt. Express*, vol. 14, no. 2, p. 527–534, 2006.
- [112] A. ECKSTEIN et C. SILBERHORN, « Broadband frequency mode entanglement in wave-guided parametric downconversion », *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 16, p. 1825–1827, 2008.
- [113] K. WANG, « Quantum theory of two-photon wavepacket interference in a beamsplitter », *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 39, no. 18, p. R293, 2006.
- [114] D. F. V. JAMES, P. G. KWIAT, W. J. MUNRO et A. G. WHITE, « Measurement of qubits », *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 052312, 2001.
- [115] <http://research.physics.illinois.edu/QI/Photonics/Tomography/>, 2005. Paul Kwiat's Quantum Information Group.
- [116] A. MARTIN, A. ISSAUTIER, H. HERRMANN, W. SOHLER, D. B. OSTROWSKY, O. ALIBART et S. TANZILLI, « A polarization entangled photon-pair source based on a type-II PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength », *New Journal of Physics*, vol. 12, no. 10, p. 103005, 2010.
- [117] B. B. BAKIR, A. DESCOS, N. OLIVIER, D. BORDEL, P. GROSSE, E. AUGENDRE, L. FULBERT et J. M. FEDELI, « Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Perot lasers based on adiabatic mode transformers », *Opt. Express*, vol. 19, no. 11, p. 10317–10325, 2011.