



HAL
open science

Génération et manipulation d'états photoniques intriqués pour la communication et la métrologie quantiques

Florent Mazeas

► **To cite this version:**

Florent Mazeas. Génération et manipulation d'états photoniques intriqués pour la communication et la métrologie quantiques. Physique Quantique [quant-ph]. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2018. Français. NNT : 2018AZUR4092 . tel-02054679

HAL Id: tel-02054679

<https://theses.hal.science/tel-02054679>

Submitted on 2 Mar 2019

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en Sciences
de l'UNIVERSITÉ CÔTE D'AZUR
dans la spécialité : **Physique**
par

Florent Mazeas

Génération et manipulation d'états photoniques intriqués pour la communication et la métrologie quantiques

Dirigée par Sébastien Tanzilli, DR CNRS, INPHYNI, UCA
et co-dirigée par Laurent Labonté, Maître de conférence, INPHYNI, UCA

Soutenue le 12 novembre 2018
Devant le jury composé de :

Sara	Ducci	Professeur, Laboratoire MPQ	Examinatrice
Christophe	Galland	Professeur, Laboratoire QNO, EPFL	Rapporteur
Jean-Michel	Gérard	Directeur de recherche, CEA INAC	Rapporteur - Président du jury
Laurent	Labonté	Maître de conférence, INPHYNI	
Sébastien	Tanzilli	Directeur de recherche CNRS, INPHYNI	Directeur de thèse
Laurent	Vivien	Directeur de recherche CNRS, C2N	Membre invité

Génération et manipulation d'états photoniques intriqués pour la communication et la métrologie quantiques

Jury :

Président du jury

Jean-Michel Gérard, Directeur de recherche, CEA INAC

Rapporteurs

Christophe Galland, Professeur, Laboratoire QNO, EPFL

Jean-Michel Gérard, Directeur de recherche, CEA INAC

Examineurs

Sara Ducci, Professeur, Laboratoire MPQ

Laurent Labonté, Maître de conférence, Institut de Physique de Nice (Université Côte d'Azur)

Sébastien Tanzilli, Directeur de recherche CNRS, Institut de Physique de Nice (Université Côte d'Azur)

Invité

Laurent Vivien, Directeur de recherche CNRS, C2N (Université Paris Sud)

Résumés et mots clés

Titre Génération et manipulation d'états photoniques intriqués pour la communication et la métrologie quantiques.

Résumé Après une première révolution quantique marquée par l'avènement de la physique quantique et de ses lois contre-intuitives, le monde du XXI^e siècle est en proie à une seconde révolution articulée autour des technologies quantiques. Ces dernières promettent un bouleversement important dans les domaines de la communication, du calcul, de la simulation et de la métrologie. Dans cette thèse, nous abordons deux des quatre sous-domaines cités précédemment, à savoir ceux de la communication et de la métrologie quantique. Le mot d'ordre rassemblant ces travaux est l'intrication. En effet, nous montrons que, grâce à cette propriété fondamentale, les performances des systèmes de communication et de métrologie standards peuvent être surpassés. Ainsi, nous présentons comment générer ces états intriqués responsables de l'avantage quantique, et ce sur différentes plateformes technologiques.

La première plateforme exploitée est le silicium. Récente pour la photonique, elle combine des avantages de maturité permettant l'intégration de nombreuses structures micrométriques sur une même puce, avec des propriétés non-linéaires, basés sur des processus d'ordre 3, efficaces. Le silicium se destine alors à de nombreuses applications comme nous le montrons en générant des paires de photons intriqués démultiplexés spectralement et directement compatibles avec les réseaux de télécommunications standards.

La seconde plateforme que nous présentons est le niobate de lithium. Cette dernière, très exploitée dans bon nombres de travaux en photonique quantique, possède une efficacité de génération de paires de photons intriqués très importante, notamment grâce à l'exploitation de processus non-linéaires d'ordre 2. Nous détaillons une expérience de génération d'états hyper-intriqués, qui, à l'instar du silicium, est orientée vers le domaine de la communication quantique. Enfin, nous exploitons aussi ces paires de photons intriqués combinés à des méthodes d'interférométrie quantique afin de réaliser une expérience de métrologie quantique. Le but de cette dernière étant de mesurer avec une précision inédite la différence d'indices de réfraction de fibres bi-coeurs.

Mots clés technologies quantiques, communication quantique, métrologie quantique, intrication, photonique sur silicium

Abstract and keywords

Title Generation and manipulation of entangled photonic states for quantum communication and metrology.

Abstract After a first quantum revolution marked by the advent of quantum physics and its counter-intuitive laws, the XXIst century is in the throes of a second quantum revolution based on quantum technologies. These promises a major upheaval in the areas of communication, calculation, simulation and metrology. In this thesis, we address two of the four subdomains mentioned above, namely those of communication and quantum metrology. The main word bringing together these works is entanglement. Indeed, we show that, thanks to this fundamental property, the performances of standard communication and metrology systems can be surpassed. Thus, we present how to generate these entangled states responsible for the quantum advantage, and this on two technological platforms. The first platform exploited is silicon. The latter, recent for photonics, combines the advantages of maturity allowing the integration of many micrometric structures on the same chip, with efficient non-linear properties, based on third order process. Silicon is then destined for many applications as we show by generating pairs of spectrally demultiplexed entangled photons directly compatible with standard telecommunication networks.

The second platform we present is lithium niobate. The latter, widely used in many quantum photonics demonstrations, has a very important efficiency of entangled photon pairs generation, notably thanks to the exploitation of second order non-linear process. We detail an experiment of hyper-entangled states generation, which, like silicon, is oriented towards the domain of quantum communication. Finally, we also exploit these pairs of entangled photons combined with quantum interferometry methods to realize a quantum metrology experiment. The purpose is to measure with unprecedented precision the refractive indices difference of dual-core fibers.

Keywords quantum technologies, quantum communication, quantum metrology, entanglement, silicon photonics

Remerciements

Une thèse étant loin d'être une aventure solitaire de 3 ans, il me semble obligatoire de commencer par remercier toutes les personnes ayant été impliquées, et sans qui, ce manuscrit n'aurait jamais pu voir le jour. En premier lieu, je remercie l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour le financement de mes travaux de recherche.

Je souhaiterais ensuite remercier les différents membres externes de mon jury, à savoir SARA DUCCI (présidente), CHRISTOPHE GALLAND et JEAN-MICHEL GÉRARD (rapporteurs), LAURENT VIVIEN (membre invité) d'avoir pris le temps de relire mon manuscrit, et de s'être rendu à Nice pour ma soutenance. Une thèse ne pourrait être reconnue sans un jury de qualité.

Lorsque j'ai débuté ma thèse dans le Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC), son directeur était FABRICE MORTESSAGNE. Je le remercie donc de m'avoir accueilli au sein de l'établissement qu'il dirigeait et pour lequel il a consacré tant de temps et d'énergie. Contrairement à certains membres du laboratoire (et à mon plus grand étonnement d'ailleurs), j'ai toujours eu une image très positive d'un directeur (et chercheur) à l'écoute, toujours sympathique et souriant. Il a mené le projet de l'Institut de Physique de Nice d'une main de maître, et a donné les rennes de la direction à GUILLAUME HUYET dans de bonnes dispositions. Je lui souhaite d'ailleurs une bonne continuation dans les futurs nouveaux locaux de l'INPHYNI.

Lorsque je suis arrivé au laboratoire, la première personne que j'ai vu est un certain LAURENT LABONTÉ. Il m'a accueilli avec la plus grande gentillesse du monde, gentillesse qu'il a su garder tout au long de ma thèse, et même les jours où je venais dans son bureau lui dire que je n'avais pas de résultats! Toujours calme, à l'écoute, il a su être un encadrant de thèse bienveillant envers son petit doctorant. Pour ça, je ne le remercierai jamais assez. Je lui souhaite plein de succès dans tous ses projets ANR ou

autres qu'il passe son temps à écrire (quand il n'est pas débordé par les enseignements) et j'espère qu'il continuera à encadrer les futures générations de doctorants de l'équipe. Au fait, si tu as besoin de bras pour un éventuel déménagement, fais-moi signe, avec l'expérience acquise en juillet 2016 (si je ne me trompe pas), on sera aussi efficaces que notre source sur Silicium (ou sur Niobate... à toi de voir !)

A l'instar de Laurent, toujours bienveillant et porté sur le côté humain dans sa gestion des doctorants, je tiens à remercier infiniment le big boss : SÉBASTIEN TANZILLI. Je commencerai par te remercier de la confiance que tu as placée en moi dès mon recrutement, et que tu as conservé durant ces trois années. Merci également pour tes conseils, tes relectures et corrections, et surtout pour tes craquages dans les couloirs, pendant mes répétitions de talk, ou parfois en group meeting! A ce propos, fallait que je te dise que c'est beaucoup trop impressionnant quand tu es sur ta tablette ou ton ordinateur pendant le group meeting, quand on a l'impression que tu n'écoutes rien car tu es plongé dans ton travail, et que d'un coup, tu lèves la tête et poses une question ultra-pertinente! Je trouve cette anecdote plutôt représentative : tu es toujours occupé, mais tu es toujours disponible... serais-tu dans un état quantique ?

Bref, comme Séb l'avait dit le jour de notre premier entretien : "Nous sommes là pour t'accompagner jusqu'au grade de Docteur". Je conclurai en précisant que vous l'avez fait à merveille! MERCI.

A tous les autres membres permanents de l'équipe : VIRGINIA "la Patronne", OLIVIER "le Bab", ERIC que je nomme en secret Sébastien Loeb pour ses aptitudes de conduite exceptionnelles, FLORENT mon homo(nyme) qui ne fait pas officiellement parti de l'équipe, mais on s'en fou, on est frères de prénom, TOM "QUI?" même si il a administrativement changé d'équipe. Sachez que je suis très heureux et fier d'avoir vécu cette aventure avec vous! J'ai adoré toute mon équipe de recherche, et je vous souhaite à tous le meilleur dans votre vie professionnelle et personnelle. Continuez d'être assidus aux group meetings car c'est génial de finir la semaine en se retrouvant tous ensemble.

Il me semble avoir oublié aucun permanent de l'équipe, passons désormais aux... ah si : GRÉG SAUDER! Comment oublier ce râleur fou exilé dans un des seul bureau du rez-de-chaussée? Bureau dans lequel, pour la petite anecdote, je suis en train de rédiger ces remerciements alors que tu es en train de t'exciter sur le programme de Xin. Je vais essayer de faire court, même si cela me paraît impossible, tant nous avons partagé de moments ensemble. Des heures au tennis en plein soleil pour te faire cracher tes poumons, des heures à la salle de sport à se forger un corps de rêve (ça a marché, mais que pour toi), des heures en salle de manip à régler des problèmes sur des programmes, à aligner des sources, à déplacer les SSPDS, et (il faut le dire) des heures en pause à discuter de tout et de rien. Je n'oublie pas non plus le urban soccer, le foot à la tv en buvant de l'eau (qui avait un drôle de goût d'ailleurs...ahah), les conversations what's

app uniquement composés de GIFs, etc. Je pense que ma plus grande performance n'a pas été de réussir une thèse en photonique quantique, mais plutôt de t'avoir supporté durant ces 3 années. Mais après t'avoir apprivoisé il se trouve que tu as plus que participé au bon déroulement de ma thèse aussi bien sur le plan professionnel que sur ma vie en dehors du labo. Merci pour tout mon papy Grég!

Nous pouvons cette fois-ci réellement passer aux doctorants et post-doctorants de l'équipe. Les anciens d'abord, qui m'ont accueilli lors de mon arrivée :

FLORIAN KAISER qui a toujours été bienveillant à mon égard et grâce auquel j'ai beaucoup progressé rien qu'en étant à ses côtés. Je sais pas pourquoi, j'ai toujours ta voix en tête qui me dit "Petiiiiiiiiiiiiit". Dankeschön mec!

DJEYLAN AKTAS avec qui j'ai passé beaucoup de temps et qui m'a appris un nombre incalculables de petites astuces d'expérimentateurs, et de joueur de belote aussi. On a aussi joué au foot dans les couloirs du labo et on a aussi mangé quelques kebabs dans le vieux Nice. D'ailleurs, je suis toujours partant pour m'en remanger un tu le sais! J'ai aussi amélioré mon vocabulaire turc : *çok yasa - Sende gör*, c'est tout ce dont je me rappelle... Merci pour tout!

PANOS VERGYRIS, ou le mec toujours de bonne humeur. Comme Séb l'a dit le jour de ta soutenance : tu es un vrai rayon de soleil pour une équipe. Toujours prêt à rendre service, et avec le sourire, c'est vraiment génial d'avoir pu travailler avec toi. Je te souhaite le meilleur.

BRUNO FEDRICI, le flying qubit. Fervant supporter de l'OL, si jamais l'ASSE bat le FC Nantes, je saurai auprès de qui j'irai insulter les verts. Merci de ton aide pour l'élaboration de mon chapitre 1. Si jamais je cherche un boulot dans les domaines du *big data*, ou du *machine learning* je sais qui contacter : je suis sûr que tu deviendras un des barons de ces domaines!

Les générations de doctorants se sont enchaînées et je remercie maintenant les nouveaux arrivants dans l'équipe, à savoir FRANÇOIS, ELIE, XIN, et la petite dernière FLORIANE (une Flo pour remplacer un Flo, c'est un bon présage!). Je rajoute à cette liste PIERRICK le viking, et DORIAN qui m'a donné un sacré coup de main sur la manip silicium! Je vous souhaite à tous une bonne continuation de thèse et même plus : courage c'est que du bonheur!

A mes collègues de bureau successifs : SIHEM, JULIAN, le khouya KHALID, MARTINA, NINO, MARTIN, merci d'avoir rendu ce bureau 2.19 si agréable au quotidien. Nous étions certainement les plus bruyants (surtout dû aux éclats de rire de Martina!) du laboratoire, mais cela témoigne quand même de la bonne humeur qui régnait. Bonne continuation à vous tous.

Pour finir la liste des doctorants, je remercie tous les autres doctorants du labo avec qui j'ai pu interagir dans le labo ou lors de sorties ou soirées jeux, même si elles

étaient rares pour moi. Je citerais notamment ENZO, GUIDO, OMAR, JEFF, MANU, ALI.

Pour conclure le tour du laboratoire, je remercie : MATTHIEU BELLEC, mon parrain de thèse, qui a fait son devoir en m'accompagnant main dans la main à ma toute première conférence,

FRÉDÉRIC BLANC pour avoir partagé ses heures de travaux dirigés de mécanique classique avec moi ,

l'équipe des gestionnaires composée de CHRISTINE BOUDARD-MORTEAU, CHRISTINE CHASSAGNEUX, MAGALI, DENISE, MADALENA, et bien sûr NATHALIE, de son petit surnom TATA, pour son soutien et sa gentillesse à toute épreuve,

l'équipe des informaticiens de BERNARD, qui partage la même passion que moi pour la photographie, et JÉRÔME,

l'atelier mécanique où FRED LIPPI, CHRISTOPHE, et JEAN-LUC ont fait un super boulot pour réaliser toutes les pièces mécaniques dont j'avais besoin (et il y en a eu beaucoup!).

Je tiens également à remercier les deux laboratoires avec lesquels j'ai collaboré durant ma thèse, à savoir XLIM, sur le projet de mesure d'indices de réfraction, et notamment PHILIPPE, RAPHAËL et ROMAIN et toute la dream-team du C2N avec lesquels j'ai étroitement travaillé durant toute la durée de ma thèse. La liste est longue mais je remercie LAURENT (à nouveau), ERIC, DELPHINE, XAVIER, CARLOS, et encore DORIAN pour le travail fourni et l'accueil qui était toujours au top quand je me rendais au C2N (ce qui me permettait en plus de revenir dans ma bonne vieille région parisienne!).

En dehors du labo, un certain nombre de personnes ont contribué à mon équilibre et à me booster au maximum. Je pense notamment à la bande du tennis du petit Gorbella composée de coach THOMAS, PIERRE, MORGAN, MATTHIAS, ARNAUD, PHILIPPE et aux yeux de qui je suis devenu le maire de Blausasc. Merci car grâce à vous, je pouvais changer d'air et me défouler durant ces entraînements du mercredi soir. Vous inquiétez pas, je tâcherai de tous vous trouver une place dans mon entreprise de culture du maïs!

Rencontrés par l'intermédiaire d'un certain Guillaume, et en lien avec le tennis également, FLORENT R. et le néo-genevois KARIM el chiquito, je me rappelle des quelques parties de tennis, de padel et des soirées foot chez guiguito. Ce dernier, peintre en chef de la bande, toujours prêt à jouer au tennis ou au padel : matin, midi et soir, comme quoi c'est plutôt tranquille d'être médecin finalement.

GUILLAUME GIRAUD, le doc, merci pour tout. Tu es la première personne hors labo avec laquelle j'ai sympathisé, et tu es certainement celle grâce à laquelle je garderai un très bon souvenir de mon épopée niçoise. Essaies d'upgrader tes skills de cuisinier au lieu de jouer à CS car on en a marre de saouler Elodie, que je remercie de sa patience,

quand on veut des gauffres ! Je ne désespère pas de vous voir débarquer à Genève aussi, et si ce jour arrive, tu sais que vous êtes les bienvenues pour vous faire une énorme raclette à la maison devant un match du PSG (ou autre...).

Mes amis, loin de Nice, mais qui étaient toujours présents lorsque je remontais :

MARION, c'est fou de se dire qu'il y a quelques années nous formions un binôme de TP et que maintenant nous sommes tous les deux docteurs. Je me rappelle que ton GDR est tombé à Nice au tout début de ma thèse, comme par hasard, et je suis aussi heureux que nous ne nous soyons pas perdu de vue malgré ces quelques centaines de km qui nous séparaient. J'espère qu'on pourra bientôt se voir pour que je puisse tester mon futur Canon 5d mark IV !

LAURA, tu es restée toujours disponible pour discuter durant ces trois années. D'ailleurs, je crois que ton temps de réponse le plus long est de 2 minutes quand je te laisse un message ahah. Vivement qu'on puisse se refaire un pu**** de domac pour tester ta nouvelle cuisine, bien sûr en écoutant du fouiny (la base) ! Ah oui, j'oublie pas, tu feras une bise à ANNIE de ma part.

AXEL, félicitations pour ton DE ultra mérité ! Je te souhaite de former et d'entraîner plein de futurs Roger Federer et des mecs comme moi (ah non je rigole, c'est la dépression là sinon...). Merci d'avoir été toujours dispo quand je remontais pour un tommy's, un macdo, une dolce vita, etc. Et aussi, merci d'être venu me chercher au milieu de la nuit à Orly un jour où mon avion avait eu "un peu" de retard.

BENJ, à l'instar d'Axel, qu'est-ce qu'on a pu en manger des cheatmeals à chaque fois que je remontais au mesnil. Qu'est-ce qu'on a pu en partager des moments de fou rire. On ne se parle pas tous les jours (loin de là), mais dès qu'on se voit, notre complicité reste intacte comme si on s'était toujours parlé. J'adore pouvoir discuter de tout avec toi, sans jugement, et c'est d'ailleurs à ça qu'on reconnaît les vrais amis non ? Je suis heureux pour toi à propos de ta nouvelle vie à deux, et je vous souhaite, à Marion et à toi, que du bonheur pour la suite de vos projets.

GUILLAUME HERON, tu as suivi l'avancée de ma thèse de près et de loin. Jamais je n'aurai pu imaginer un jour qu'on serait parti à Montreal, Québec, Washington DC et New York ensemble. On a passé tellement de bons moments, et pas que durant ces voyages. Je pense notamment aux soirées COD un certain mois de décembre qui étaient plutôt cools ! Merci de m'avoir accompagné à ses voyages, je me rappellerai toujours de ce petit chalet perdu au milieu de rien où il fallait faire 15 km pour chopper un réseau Wi-Fi, ou pas... Enfin, merci d'être venu me soutenir le jour de ma thèse. Je te souhaite bon courage pour tous tes entretiens (toutes les entreprises te veulent aussi !) et aussi pour ta recherche d'appartement en mode Stéphane Plaza.

Cette dernière année et demi de thèse étant marquée par un "léger" changement dans ma vie, j'ai pu rencontrer beaucoup de nouvelles personnes (et aussi contribuer au chiffre d'affaire d'easyjet) du côté de Genève, à cause desquelles ces remerciements n'en finissent plus. Je pense notamment à :

Mes chers voisins de palier ALESSANDRA et JONATHAN avec qui nous luttons activement contre la malbouffe. C'est cool de pouvoir faire partie d'une équipe de foot avec son voisin et à défaut d'avoir un sombrero mexicain à t'offrir, je me contenterai de dire : FORZA JUVE!

Le groupe des 5, que je vais élargir au groupe des 9 composé notamment de : CARO, MORANE, JUSTINE, MEL, BERTRAND, JOHN, LORIS. Merci de m'avoir accueilli si gentiment et je suis sûr qu'on continuera à fêter chaque événements de nos vies autour d'un verre de framboisine.

LAUREEN, alias COCO, qui, à l'heure où j'écris ces remerciements n'est pas encore partie pour l'Australie. Je te souhaite bon voyage, même si les premiers jours risquent d'être difficiles, je suis certain que cette aventure te fera grandir et te laissera des souvenirs exceptionnels qui ne te feront jamais regretter ce choix. Penses à nous envoyer une photo de ton kangourou avant de te marier, histoire qu'on le valide. Je suis en train de me dire que la prochaine fois qu'on se verra... ça sera probablement à 15 000 km d'ici.

Je termine ces longs remerciements par remercier ma famille, qui de près ou de loin, n'a pas attendu ma thèse pour toujours me soutenir. Je pense à ma tante SYLVIE et à mon oncle DOM, toujours là pour distiller de bons conseils en photo. Je pense aussi à mes grands parents que j'ai hâte de revoir.

Enfin, merci à AUDREY ma soeur, EMERIC et les deux petits neveux VINCENT et STÉPHANE. Rappellez-vous, je suis parti à Nice le jour exact des 1 mois de Vincent... que le temps passe vite. J'ai raté de nombreux moments de leur évolution, mais je n'ai pas cessé de penser à eux. Une famille, et encore plus quand deux petits plein d'énergie viennent au monde, est de transmettre cette énergie positive pour continuer à se dépasser au quotidien. Sachez que vous avez accompli ce rôle avec brio et qu'une partie de ma réussite vous revient.

Merci à mes parents pour leur soutien infailible qui m'a permis d'en arriver jusque là. Avoir toujours répondu présent quand j'en avais besoin, m'avoir supporté au quotidien, ou tout simplement m'avoir offert ces conditions idéales qui m'amènent aujourd'hui là où j'en suis est une performance qui dépasse de loin le simple travail de thèse que j'ai fourni pendant ces trois années. J'en viens à me demander quelle institution pourrait

vous décerner le doctorat de bons parents avec la mention très honorable. Bref, merci pour tout, j'ai hâte de vous retrouver avec en ligne de mire les fêtes de Noël qui est une période parfaite pour se ressourcer avec les personnes qui nous sont chères.

Enfin, JENNIFER, toi qui a changé ma vie, je n'imagine pas comment ma dernière année et demi de thèse aurait pu se passer sans toi, au même titre que je n'imagine pas comment mes prochaines années de vie pourraient se passer de toi. La fin de cette thèse marque le début de notre vie commune, qui a déjà bien commencée d'ailleurs. Nous attendions ce moment avec tant d'impatience, et je suis tellement excité à l'idée de venir définitivement m'installer chez nous. J'ai hâte que les nombreux projets dont nous rêvons ensemble se réalisent.

Table des matières

Résumés et mots clés	5
Remerciements	9
Introduction générale	21
1 La physique quantique au service des sciences de l'information	25
1.1 Théorie de l'information classique	26
1.1.1 Un peu d'histoire	26
1.1.2 Le bit classique	26
1.1.3 L'entropie de Shannon	26
1.2 Théorie de l'information quantique	27
1.2.1 Qubits et superposition	27
1.2.2 Indétermination et théorème de non-clonage	29
1.2.3 Une propriété extraordinaire : l'intrication	29
1.3 Les technologies quantiques	31
1.3.1 Le calcul quantique	31
1.3.2 La simulation quantique	36
1.3.3 La métrologie quantique	38
1.3.4 La cryptographie quantique	41
1.3.5 L'accélération des investissements	45
1.4 Photonique quantique intégrée	47
1.4.1 Qu'est-ce qu'un photon ?	47
1.4.2 Sources de photon unique	51
1.4.3 Observables photoniques pour coder l'information	53
1.4.4 Photonique intégrée pour les technologies quantiques	56

1.4.5	Focus sur un pilier mature des technologies quantiques : la cryptographie quantique	57
2	Le silicium pour la génération d'intrication	61
2.1	Photonique quantique sur silicium	61
2.1.1	Le silicium pour la photonique	61
2.1.2	Etat de l'art	63
2.1.3	Processus de génération de photons sur silicium	64
2.2	Micro-résonateurs intégrés sur puce	65
2.2.1	Injecter de la lumière sur puce	66
2.2.2	Géométrie des micro-résonateurs	67
2.2.3	Caractérisations des échantillons	70
2.3	Peigne de fréquence et démultiplexage spectral	72
2.3.1	Spectre d'émission de photons	73
2.3.2	Stratégie de démultiplexage spectral	75
2.3.3	Analyse de l'intrication énergie-temps	76
2.4	Composants intégrés sur puce de silicium	82
2.4.1	Filtres de réjection de pompe	82
2.4.2	Filtres Add/Drop pour le démultiplexage	85
2.4.3	Electrodes	86
2.4.4	Interféromètres de Mach-Zehnder	88
2.5	Conclusion	90
3	Le niobate de lithium : génération d'hyper-intrication	93
3.1	Le niobate de lithium : la référence pour la photonique quantique	93
3.1.1	Le niobate de lithium pour la photonique	94
3.1.2	Processus de génération	94
3.1.3	Conversion paramétrique de type-0	96
3.1.4	Etat de l'art	98
3.2	L'intrication à plusieurs degrés de liberté	100
3.2.1	Présentation et motivations	100
3.2.2	Analyser l'intrication en polarisation	101
3.2.3	Analyser l'intrication en énergie-temps	102
3.2.4	Analyser l'hyper-intrication	104
3.2.5	Violation des inégalités de Bell généralisées	104
3.3	Réalisation expérimentale d'une source de photons hyper-intriqués	106
3.3.1	Configuration Sagnac exploitant un cristal de type-0	106
3.3.2	Intrication en polarisation	108
3.3.3	Hyper-intrication en polarisation et énergie-temps	110
3.4	Conclusion	115

4	Métrologie quantique : mesure à haute précision d'indices de réfraction de fibres optiques	117
4.1	Principe et objectifs	117
4.1.1	Motivations	118
4.1.2	Etat de l'art de mesure d'indice de réfraction	119
4.1.3	Fibre bi-cœur : présentation de la stratégie employée	120
4.2	Différents types d'interférences	121
4.2.1	L'interférence à photon unique	122
4.2.2	L'interférence de type Franson	123
4.2.3	L'interférence de type Hong-Ou-Mandel	123
4.3	Modélisation de la figure d'interférence complète	126
4.3.1	Evolution d'un mode d'entrée à travers l'interféromètre	127
4.3.2	Etats à deux photons dans l'interféromètre	127
4.3.3	Interférogramme théorique	130
4.4	Dispositif expérimental et résultats	132
4.4.1	Dispositif expérimental	132
4.4.2	Réglage de l'interféromètre	135
4.4.3	Mesures d'interférence dans les deux cœurs	137
4.4.4	Détermination de la différence d'indices	139
4.5	Conclusion	141
5	Conclusion générale	143
	Bibliographie	146

Introduction générale

Nous sommes au début du xx^e siècle, la physique est à son paroxysme, notamment grâce à l'électromagnétisme, la mécanique ou encore la thermodynamique qui enchaînent les succès. Sous l'impulsion d'un certain Max Planck, une véritable révolution va se produire. En effet, cherchant à élucider le mystère du corps noir n'obéissant pas aux lois connues de la physique [1], le célèbre physicien allemand émet une idée révolutionnaire. Cette dernière, reprise et confortée par Albert Einstein donne naissance au concept de dualité onde-corpuscule. Nous entrons alors dans les prémices d'une nouvelle théorie, une théorie permettant d'expliquer des phénomènes encore inexplicables, une théorie menant à des résultats contre intuitifs, une théorie abandonnant l'idéal laplacien du déterminisme. A cette époque, naît la mécanique quantique, laquelle marquera une rupture avec la physique dite classique, une véritable remise en question, à tel point que nous parlons désormais de révolution.

«Une théorie nouvelle ne triomphe jamais. Ce sont ses adversaires qui finissent par mourir.» Max Planck

Max Planck ne croyant pourtant pas à son idée révolutionnaire, c'est bien Albert Einstein qui, quelques années plus tard, en 1905, donna naissance au concept de "quanta lumineux" [2], désormais appelés photons. La première révolution quantique est bel et bien engagée, et contrairement aux dires de Planck, nous pouvons parler de triomphe tant elle aura permis à une myriade d'avancées technologiques de voir le jour. Du transistor au laser, ces avancées ont révolutionné notre vie quotidienne, bien au-delà du cadre de la recherche scientifique. Une nouvelle ère s'est alors offerte à nous, caractérisée par le monde de l'information et un développement de masse de l'industrie informatique.

Durant toutes ces années de découvertes marquant cette première révolution quantique, un bon nombre de physiciens désormais bien connus se sont illustrés, apportant chacun leur pierre à l'édifice. Nous pouvons par exemple citer Louis de Broglie, Er-

win Schrödinger, Niels Bohr, Werner Heisenberg, Paul Dirac ou encore Wolfgang Pauli. De par leur génie et leurs discussions naîtront tous les concepts fondamentaux de la mécanique quantique. Allant des fonctions d'onde, à la superposition d'états en passant par la relation d'indetermination, la mécanique quantique se formalise peu à peu, au sens mathématique du terme, et devient de plus en plus aboutie.

«*Dieu ne joue pas aux dés!*» Albert Einstein

Bien évidemment, tout n'est pas si rose, et des clans se forment. D'un côté Einstein, de l'autre Bohr, ces clans se saisiront de l'un des débats les plus incontournables de la physique [3]. Partagés par l'aspect probabiliste de la théorie, et renforcé par l'intrication, cette propriété complètement contre intuitive et sur laquelle nous reviendrons, le débat fera rage de longues années, nous offrant bon nombre d'anecdotes et de célèbres citations, comme celle d'Einstein ci-dessus. Pour conclure l'histoire, le physicien irlandais John Bell clot le débat en 1964 [4], en développant ses fameuses inégalités pour trancher de manière expérimentale le débat entre les deux principaux acteurs. A noter que cette expérience sera réalisée de manière concluante, en 1982 par l'équipe d'Alain Aspect, à Orsay, démontrant alors la justesse de la théorie quantique [5].

Pour poursuivre les efforts engagés et participer au développement d'un potentiel considérable, de nombreuses expériences visant à mettre en évidence et à exploiter certaines propriétés, comme celle d'Aspect, ont vu le jour. Depuis, la physique quantique a longtemps gardé un côté très fondamental, lui fermant les portes d'applications hors laboratoires jusqu'à l'avènement des transistors. Conscients de cette image, les scientifiques ont alors voulu apporter un nouvel élan, et déclencher une seconde révolution quantique [6].

Dans un premier temps, les développements ne sont pas uniquement dûs à un idéal de suprématie quantique, mais également à une nécessité. La volonté de miniaturisation, notamment en électronique, et d'après la loi de Moore énoncée en 1965 [7], a poussé les physiciens à développer toute une branche, dites de nanotechnologies. Ces dernières sont au cœur de tous les systèmes technologiques les plus perfectionnés, et les dimensions atteintes par ses dispositifs deviennent si petites que les lois qui les gouvernent sont celles de la mécanique quantique.

Egalement, la communauté a pris conscience du potentiel de cette prometteuse physique. La vision moderne tend vers une volonté de développements industriels de toute une variété de technologies quantiques. Ces dernières sont classées selon quatre principaux piliers qui sont la communication quantique [8], le calcul quantique [9], la simulation quantique [10], et la métrologie quantique [11]. Poussés par le célèbre et ambitieux projet de l'ordinateur quantique, pour lequel il devient nécessaire de maîtriser les outils les plus basiques et les plus avancés à la fois, des démonstrations ont pu voir le jour en dehors des laboratoires. C'est le cas, par exemple, dans le domaine de la communication quantique, où les équipes de recherche ont eu accès aux réseaux de télécommunications fibrés de leur ville afin d'y véhiculer de l'information codée sur des paires de photons intriqués. Plus récemment, il a été démontré par une équipe en Chine, la possibilité de distribuer

de l'information quantique sur 1200 km en passant par des technologies spatiales [12]. Cette avancée est une preuve indéniable de l'essor actuel et des ambitions affichées pour la continuité de cette seconde révolution quantique.

Tout au long de ce manuscrit, et malgré le caractère très fondamental des travaux réalisés, nous essaierons de garder un œil moderne et une perspective de valorisation de nos travaux de manière à rester dans l'esprit qui est celui de la seconde révolution quantique. Plus spécifiquement, nous montrerons comment générer des états quantiques de la lumière que nous situerons par rapport à l'état de l'art de la communauté. Pour aller plus loin, nous mettrons ce savoir-faire au service d'applications précises, répondant pour certaines à un besoin industriel. Nous serons alors en mesure de comparer et de démontrer l'avantage de nos approches quantiques par rapport à de simples méthodes de mesure classiques. Ce manuscrit sera organisé en différents chapitres dont le lecteur peut avoir un avant goût ci-dessous.

Chapitre 1 - La physique quantique au service des sciences de l'information

Comme introduit lors des paragraphes précédents, nous vivons dans un monde cherchant à tirer profit du potentiel offert par la théorie quantique de l'information et des technologies qui s'y rapportent. Nous introduirons ainsi les différents piliers de ce nouveau monde. Nous ferons un état des lieux des avancées technologiques réalisées et des perspectives à plus ou moins long terme. Une fois ce tour d'horizon terminé, nous entrerons dans les détails techniques et offrirons un comparatif entre les systèmes classiques d'information utilisés jusqu'à présent, et la manière dont la théorie de l'information quantique peut révolutionner cette ère de l'information. Plus spécifiquement, les notions fondamentales utilisées pour le traitement de l'information quantique seront définies. Pour conclure, nous montrerons alors dans quelle mesure l'exploitation de l'optique quantique peut fournir des outils suffisamment puissants pour parvenir à remplir le cahier des charges fixé auparavant.

Chapitre 2 - Le silicium : une plateforme prometteuse pour la génération d'intrication photonique

Durant cette thèse, nous avons exploité deux différentes plateformes pour la photonique. La première est une plateforme plutôt récente et prometteuse, le silicium, fortement utilisée en électronique et qui ajoute aujourd'hui un nouveau domaine d'activité à son catalogue. Nous montrerons dans cette partie pourquoi et comment le silicium peut tirer son épingle du jeu dans le domaine de la photonique quantique. Nous expliciterons les structures et les mécanismes essentiels associés. Ensuite, un des premiers résultats clés de cette thèse sera présenté. Il s'agit d'une source de paires de photons intriqués réalisée sur une puce de silicium. Nous insisterons sur la particularité de cette source qui,

du fait de sa structure géométrique, génère naturellement un peigne de fréquence. Ce dernier permettra alors par la suite de multiplexer spectralement les paires de photons de manière à rendre la source compatible avec les canaux standards des télécommunications. Enfin, le silicium étant largement exploité depuis des décennies, les outils de fabrication bénéficient de cette expérience pour réaliser des structures avancées. Cette maturité technologique nous permet alors d'envisager un projet de réalisation de source de paires de photons intriqués entièrement intégrée. Dans cette ultime section, nous présenterons les composants intégrés que nous avons réalisés en collaboration avec une équipe du C2N¹.

Chapitre 3 - Le niobate de lithium : génération d'hyper-intrication

Le deuxième matériau exploité au cours de ce travail est le niobate de lithium. Celui-ci est un "classique" pour la photonique quantique tant il est exploité depuis de nombreuses années et notamment à l'institut de physique de Nice. Avant de passer spécifiquement au travail réalisé sur niobate durant cette thèse, nous avons fait le choix de le contextualiser par rapport au savoir faire acquis au laboratoire. Ainsi, nous présenterons dans un premier temps les réalisations de l'équipe comprenant de nombreuses sources de paires de photons intriquées exploitant plusieurs observables. Nous présenterons également la continuité des travaux précédemment introduits, à savoir une source de paires de photons hyper-intriqués. Nous détaillerons alors comment réaliser ce type de source, alliant l'intrication en polarisation et l'intrication en énergie-temps. Enfin, une section importante sera dédiée à l'analyse de l'intrication.

Chapitre 4 - Métrologie quantique : mesure à haute précision d'indices de réfraction de fibres optiques

De manière à conserver un regard applicatif sur nos travaux, nous proposons dans ce dernier chapitre d'exploiter les états intriqués que nous sommes désormais capables de générer. A travers une méthode interférométrique, nous exposerons comment il est possible de mesurer une différence d'indice de réfraction dans une fibre optique, et ce avec une précision à l'état de l'art. Nous étendrons cette approche à la mesure de dispersion chromatique dans des fibres optiques. Ces projets étant en collaboration avec des équipes d'autres communautés, notamment XLIM², ils font un lien parfait entre les travaux fondamentaux que nous réalisons et la volonté d'appliquer ces atouts dans d'autres domaines. Les objectifs et la vision à long terme de ces projets sont purement tournés vers des applications concrètes.

1. *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies.*

2. *Laboratoire de recherche dont le coeur de métier est, entre autres, le développement de fibres optiques.*

CHAPITRE 1

La physique quantique au service des sciences de l'information

L'écllosion de la théorie quantique a permis de "révolutionner" de nombreux aspects de la physique. Au-delà de lois fondamentales [13], elle s'inscrit désormais dans une démarche applicative et trouve pleinement sa place dans les systèmes technologiques les plus perfectionnés en transformant de manière drastique la façon de coder et d'exploiter l'information. Pour appuyer ces affirmations, nous reviendrons sur la théorie de l'information classique avant d'introduire son analogue quantique. Il en découlera de manière naturelle de nouveaux protocoles applicables aux systèmes d'information.

Les propriétés de la physique quantique permettent d'ouvrir un nouveau monde gouverné par une myriade de technologies, alors dites quantiques. La deuxième partie de ce chapitre s'attèlera à faire un lien entre les concepts fondamentaux et les différents piliers technologiques que sont le calcul, la simulation, la métrologie et la cryptographie quantique. Tous ces sous-domaines ont un rôle allant bien au-delà de la recherche académique, et nous inviterons le lecteur à s'ouvrir sur l'impact potentiel d'un point de vue industriel et commercial.

Enfin, les supports à l'information sont divers et variés. Nous pouvons citer les ions [14], les atomes [15, 16], les électrons [17], ou encore les photons essentiellement exploités pour ce travail de thèse. Nous préciserons donc ce choix et expliciterons les outils traditionnels de la photonique quantique et notamment les sources de photons uniques, d'une importance considérable pour nombre d'applications. Enfin, nous discuterons en conclusion de ce chapitre différentes observables photoniques permettant de coder l'information et de l'exploiter pour réaliser des tâches qui relèvent de la communication et de la métrologie.

1.1 Théorie de l'information classique

1.1.1 Un peu d'histoire

La théorie de l'information est souvent associée à Claude Shannon, considéré comme étant son fondateur à la suite de ses recherches publiées en 1948 [18]. Bien évidemment, ce concept d'information est large et n'a pas été utilisé qu'à partir de cette date. Seulement depuis, il a marqué une évolution remarquable, et a pris une dimension centrale dans la société moderne. Les branches les plus pertinentes de cette théorie dans le cadre de ces travaux sont : le codage de l'information, la mesure quantitative de redondance d'un texte, ou encore la cryptographie.

«Le problème fondamental de la communication est de reproduire exactement ou approximativement un message donné d'un point à un autre.» Claude Shannon

Il est important de définir le message dont parle le mathématicien américain. Tout simplement, il s'agit d'une lettre, un nombre, une image... en bref, tout ce qu'il est possible de transférer d'un endroit à un autre. Et quel qu'il soit, ce message pourra être traduit en langage binaire, de manière à rendre l'information quantifiable. Shannon introduit donc la notion de bit, qu'il reprend en réalité au statisticien John Tukey [19], formalisant ce concept d'information. Cette dernière possède alors une nature aléatoire qu'il suffit de quantifier. Par conséquent, l'information est la mesure d'incertitude calculée à partir de la probabilité d'occurrence d'un événement.

1.1.2 Le bit classique

Le bit, quantité minimale d'information transmise par un message constitue donc l'unité de mesure de l'information en informatique. Celui-ci ne peut prendre que deux valeurs. En logique, ces valeurs sont "vrai" et "faux" et en arithmétique, ce sont "0" et "1". Tout message peut alors être codé par une succession de zéros et de uns. Il existe à ce jour de nombreux systèmes physiques pour coder de l'information en binaire. Nous pouvons citer à titre d'exemples le courant ou la tension électrique, l'intensité lumineuse ou encore la charge électrique. Le tout étant de distinguer de manière claire et précise les deux états de façon à réduire la probabilité d'erreur. Par exemple, un niveau de tension égal à 5V pourra être utilisé pour coder le bit "1" tandis qu'un niveau de tension nulle pourra coder le bit "0". Ainsi, par des impulsions électroniques, il est tout à fait possible de transmettre de l'information.

1.1.3 L'entropie de Shannon

L'entropie de Shannon correspond à la quantité d'information contenue dans un message. Elle est définie par l'équation (1.1) pour une source d'information, modélisée par

une variable aléatoire discrète X comportant n symboles, chacun de ces symboles ayant une probabilité P_i d'apparaître.

$$H_b(X) = -\mathbb{E} [\log_b P(X)] = \sum_{i=1}^n P_i \log_b\left(\frac{1}{P_i}\right) = -\sum_{i=1}^n P_i \log_b(P_i), \quad (1.1)$$

où \mathbb{E} désigne l'espérance mathématique et \log_b le logarithme en base b . Généralement, nous utilisons la base 2, les bits offrant deux possibilités de réalisation à la variable aléatoire. De ce fait, on peut interpréter $H(X)$ d'une façon plus simple, où il s'agit du nombre de questions à réponses binaires oui/non que doit poser le récepteur à la source pour extraire l'information contenue dans le message. Autrement dit, il s'agit bien de la quantité d'information sous forme de bits que la source doit fournir au récepteur pour que ce dernier puisse déterminer sans ambiguïté la valeur de X . Ainsi, plus le débit de la source est important et plus l'entropie est grande. A contrario, une source émettant constamment le même symbole a une entropie nulle, le récepteur étant sûr du message qu'il reçoit.

1.2 Théorie de l'information quantique

L'analogie quantique de la théorie de Shannon précédemment décrite repose sur les propriétés de la physique quantique. Dans cette section, nous en détaillons les propriétés fondamentales, à savoir : la superposition, l'indétermination et l'intrication.

1.2.1 Qubits et superposition

La plus petite unité de codage de l'information en théorie de l'information quantique est le qubit, terme issue de la contraction des mots anglais *quantum* et *bit* [20]. De manière intuitive, il s'agit, à l'instar de ce qui a été développé précédemment, de l'analogie quantique du bit classique. Mais contrairement à ce dernier, le qubit ne peut être réduit uniquement aux deux valeurs binaires 0 ou 1 mais plutôt à une superposition cohérente de ces états. En effet, si lors d'une mesure il est possible d'obtenir ces deux valeurs propres associées aux vecteurs de base $|0\rangle$ et $|1\rangle$ respectivement, en réalité, le qubit s'écrit en toute généralité comme une superposition cohérente de ces deux états, de la façon suivante :

$$|\Psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle, \quad (1.2)$$

où α et β sont des amplitudes de probabilités complexes, et où, pour des états $|\Psi\rangle$ purs (sans bruit), la condition de normalisation $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ est respectée. En d'autres termes, cette notation implique que le qubit peut être dans une infinité d'états possibles. Ce principe de superposition résulte du fait qu'un système quantique est représenté par un vecteur d'état dans un espace vectoriel nommé espace de Hilbert. Comme tout vecteur appartenant à un espace vectoriel, il admet une décomposition en une combinaison

linéaire de vecteurs selon une base donnée d'un espace de Hilbert de dimension 2. Il est d'usage de représenter un qubit en utilisant la sphère de Bloch-Poincaré (voir la figure 2.1) selon la décomposition suivante :

$$|\Psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{i\phi}|1\rangle. \quad (1.3)$$

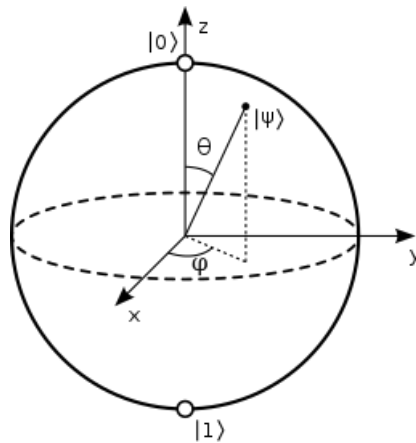


Figure 1.1 – Sphère de Bloch-Poincaré. Représentation d'un qubit $|\Psi\rangle$. Les pôles nord et sud sont respectivement les vecteurs de base $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Un qubit peut alors pointer dans n'importe quelle direction de l'espace de la sphère, lui donnant accès à une infinité de valeurs possibles.

Le principe de superposition s'étend bien au delà de l'écriture de simples qubits et régit de manière générale tout état quantique. Un objet quantique peut donc être préparé dans n'importe quelle superposition arbitraire de vecteurs de base à d dimensions, comme suit :

$$|\Psi\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle + \dots + c_d|d\rangle, \quad (1.4)$$

où les $\{c_i\}$ représentent les coefficients de la combinaison linéaire, et $\{|i\rangle\}$ les vecteurs de la base choisie. Notons que dans les cas d'états superposés à d dimensions, la terminologie qudit est employée. Ainsi, dans le cas du qubit, ce dernier peut être simultanément dans l'état 0 et - la présence de ce *et* est fondamentale - dans l'état 1 avec diverses probabilités. Il en est de même pour n'importe quelle observable : vitesse, position... et même mort/vivant dans le cas du célèbre chat de Schrödinger [21]. C'est seulement lors d'une mesure que le vecteur représentant toutes les valeurs possibles se trouve projeté sur un des vecteurs de base, nous donnant alors l'information sur la valeur mesurée du qubit, 0 ou 1, ou bien sur l'état du chat, mort ou vivant.

1.2.2 Indétermination et théorème de non-clonage

Le principe de superposition n'est pas la seule propriété quantique contre-intuitive à l'origine d'innovations technologiques. On peut trouver la relation d'indétermination de Heisenberg, laquelle fixe une limite fondamentale pour tout système quantique. En effet, elle stipule que deux propriétés complémentaires ne peuvent pas être définies de manière absolue. Présenté pour la première fois en 1927 par le physicien allemand Werner Heisenberg, il énonce, par exemple pour un électron, que tout gain dans la définition de la position d'une particule se fait au détriment de la définition de sa vitesse, et vice-versa [22]. L'inégalité formelle reliant l'écart type de la position σ_x et l'écart type de la quantité de mouvement σ_p sera établie plus tard la même année [23, 24] :

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (1.5)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite, égale à $\frac{h}{2\pi}$. Cette notion démontrant l'impossibilité de connaître toutes les propriétés d'un système quantique simultanément avec une précision maximale nous amène naturellement à une seconde notion essentielle dans bon nombre d'applications : le théorème de non-clonage quantique [8]. Énoncé en 1982 [25, 26], il interdit toute copie à l'identique d'un état quantique inconnu et arbitraire. Le fait qu'il soit donc impossible de réaliser une machine à cloner universelle avec une fidélité parfaite pourrait être perçu comme un handicap important, notamment lorsqu'il s'agit d'élaborer des codes correcteurs quantiques. Toutefois, ce théorème est au cœur des preuves de sécurité en cryptographie quantique, rendant la présence d'un espion évidente dans un protocole de communication quantique sécurisé. Nous reviendrons, bien sûr, sur le sujet lorsque les thèmes de cryptographie et de communication quantiques seront abordés. Pour aller plus loin, le clonage imparfait d'un état quantique, *i.e.* avec une fidélité inférieure à 1, reste possible. Bužek et Hillery ont prouvé l'existence d'une cloneuse universelle, symétrique et de fidélité intrinséquement limitée à 5/6 [27]. Le lecteur intéressé par ce sujet pourra se reporter à l'article de revue en référence [28] pour plus de détails sur le clonage quantique.

1.2.3 Une propriété extraordinaire : l'intrication

Pour poursuivre la série des propriétés remarquables que nous offre la physique quantique, nous allons décrire le phénomène d'intrication. Cette propriété est au cœur de ce manuscrit de thèse, puisqu'il sera question par la suite de générer et d'exploiter des états intriqués. Comme nous le verrons par la suite, l'intrication est au centre des différentes technologies quantiques que ce soit pour la correction d'erreurs dans les processeurs quantiques ou encore pour l'établissement de lien de communication sécurisés.

L'intrication est un phénomène dans lequel nous considérons deux - ou plusieurs - particules, ces dernières ayant des états quantiques dépendants les uns des autres quelle que soit la distance qui les sépare. Bien sûr, cette propriété reste considérée comme

totalelement contre-intuitive tant elle semble contredire le principe de localité. En d'autres termes, il n'est pas possible pour deux objets quantiques intriqués d'être considérés indépendamment, mais c'est bien le système complet composé de ces deux objets qui doit être traité.

Considérons un système composé de deux qubits, labellisés a et b . La relation (1.2) nous permet alors d'écrire nos qubits comme suit :

$$\begin{cases} |\Psi\rangle_a = \alpha_a |0\rangle_a + \beta_a |1\rangle_a, \\ |\Psi\rangle_b = \alpha_b |0\rangle_b + \beta_b |1\rangle_b. \end{cases} \quad (1.6)$$

Or, chacun de ces qubits ne pouvant être projeté que sur les états $|0\rangle_{a,b}$ et $|1\rangle_{a,b}$, il est alors possible d'énumérer les 2^2 états possibles : $|0\rangle_a |0\rangle_b$, $|1\rangle_a |0\rangle_b$, $|0\rangle_a |1\rangle_b$ et $|1\rangle_a |1\rangle_b$ ¹. Ainsi, grâce au principe de superposition, il est possible de combiner linéairement les quatre états possibles, ce qui donne :

$$|\Psi\rangle_{ab} = \alpha_{ab} |0\rangle_a |0\rangle_b + \beta_{ab} |1\rangle_a |0\rangle_b + \gamma_{ab} |0\rangle_a |1\rangle_b + \delta_{ab} |1\rangle_a |1\rangle_b, \quad (1.7)$$

en respectant la règle de normalisation $|\alpha_{ab}|^2 + |\beta_{ab}|^2 + |\gamma_{ab}|^2 + |\delta_{ab}|^2 = 1$. En faisant l'analogie avec l'expression de l'état de la paire de qubit $|\Psi\rangle_{ab}$ exprimée à partir du calcul du produit tensoriel entre les états des deux qubits $|\Psi\rangle_a$ et $|\Psi\rangle_b$ indépendamment :

$$|\Psi\rangle_{ab} = \alpha_a \alpha_b |0\rangle_a |0\rangle_b + \beta_a \alpha_b |1\rangle_a |0\rangle_b + \alpha_a \beta_b |0\rangle_a |1\rangle_b + \beta_a \beta_b |1\rangle_a |1\rangle_b, \quad (1.8)$$

il vient :

$$\begin{cases} \alpha_{ab} = \alpha_a \alpha_b \\ \beta_{ab} = \beta_a \alpha_b \\ \gamma_{ab} = \alpha_a \beta_b \\ \delta_{ab} = \beta_a \beta_b \end{cases} \quad (1.9)$$

Pour un état intriqué, par définition non-séparable, il n'est pas possible de décrire l'état des deux qubits comme précédemment, en établissant un produit tensoriel entre les deux. Considérons, par exemple, l'état suivant pour une paire de qubits :

$$|\Psi\rangle_{ab} = \alpha |00\rangle + \beta |11\rangle, \quad (1.10)$$

pour lequel $\alpha_{ab} = \delta_{ab} = \alpha, \beta$ et $\beta_{ab} = \gamma_{ab} = 0$. A l'aide des relations (1.9), nous pouvons définir les amplitudes de probabilités des deux états pour chaque qubit. Nous obtenons alors $\alpha_a \alpha_b = \beta_a \beta_b = \alpha$ et $\beta_a \alpha_b = \alpha_a \beta_b = 0$. Or, ces deux équations sont contradictoires et ne peuvent être satisfaites simultanément. Par conséquent, il est impossible de factoriser un tel état et nous obtenons bien la signature d'un état intriqué comme il a été défini précédemment. Une façon d'interpréter physiquement l'état intriqué (1.10) est de

1. Le produit des vecteurs de base est un produit tensoriel et devrait donc se noter $|0\rangle_a \otimes |0\rangle_b$ de manière rigoureuse. Toutefois, nous ommettons le symbole \otimes pour plus de lisibilité.

comprendre que seuls les deux états $|00\rangle = |0\rangle_a |0\rangle_b$ et $|11\rangle = |1\rangle_a |1\rangle_b$ sont accessibles. Cela signifie que si une mesure est effectuée sur le premier qubit, labellisé a , et que le résultat de cette mesure est 0 (1), alors il est possible d'en déduire immédiatement que le second qubit labellisé b sera également mesuré 0 (1). Nous verrons par la suite comment de tels états ont été exploités et comment il est possible de les générer.

1.3 Les technologies quantiques

Les propriétés fondamentales de la physique quantique étant désormais définies, nous allons voir dans cette section comment de nouvelles technologies quantiques sont amenées à bouleverser celles que nous utilisons actuellement. Pour chacun des quatre piliers des technologies quantiques formant cette seconde révolution, nous ferons un état de l'art tout en s'efforçant de mesurer l'impact sur le *business* de demain.

En effet, d'un point de vue optimiste, la question ne semble plus être *si* mais plutôt *quand* les technologies quantiques vont intégrer notre quotidien en résolvant des problèmes complexes. De nombreux domaines émergent ou connaissent une vague de renouveau hors norme, notamment les nanotechnologies, la cryptographie, la biologie moléculaire, les *big data* ou *machine learning*, ou encore l'intelligence artificielle. Tous ces domaines ont des conséquences majeures pour des secteurs allant bien au-delà de la recherche fondamentale, tels que les services financiers, pharmaceutiques, médicaux, énergétiques et aussi la défense. C'est pourquoi de plus en plus d'entreprises investissent dans les technologies quantiques, lesquelles ont déjà bénéficiés d'une accélération financière certaine comme nous le verrons en fin de section.

1.3.1 Le calcul quantique

Toutes les tâches conventionnelles de calculs sont basées sur le stockage des données sous forme de bits et leur manipulation à travers des portes logiques. La puissance des calculateurs classiques repose sur ces opérations réalisées par un nombre de transistors gigantesque intégrés sur des circuits appelés micro-puces. Ces micro-puces issues du développement des technologies de micro et nano-fabrication ont connu durant des décennies des évolutions impressionnantes via notamment l'augmentation constante du nombre de transistors qu'il était possible d'intégrer sur chaque dispositif, augmentant par conséquent leurs performances. En terme de chiffres, le premier microprocesseur commercialisé par Intel en 1971, le 4004, possédait seulement 2300 transistors. De nos jours, les meilleurs dispositifs en possèdent près de 2 milliards. Les prédictions de Moore [7] s'avèrent alors correctes, et on peut estimer que cette période atteint désormais ses limites, notamment à cause des courants de fuite qui limitent la réduction des dimensions.

Conscient des difficultés croissantes qu'allait connaître l'informatique classique, Feynman proposa en 1982 une idée radicale : celle de faire fonctionner un ordinateur en utilisant les lois de la physique quantique [29]. Son idée sera reprise 3 années plus tard

par David Deutsch dans un article théorique esquissant les bases de l'informatique quantique [30]. L'idée de cet article fut donc de repenser entièrement la manière dont fonctionne un ordinateur et de tirer profit des propriétés de la physique quantique pour remplacer les bits classiques et les portes logiques par leurs analogues quantiques.

La "théorie de la complexité en informatique théorique" a pour but de s'attaquer à la complexité de résolution de calculs informatiques. En d'autres termes, il s'agit d'étudier formellement la quantité de ressources, en terme de temps et de mémoire, dont un algorithme a besoin pour résoudre un problème donné. On distingue alors différentes classes de complexité généralement classées suivant le type de relation existant entre le volume k des opérations à effectuer et la taille N du problème [31] :

- **Temps exponentiel - classe NP** : l'algorithme requiert plus de 2^N étapes pour résoudre le problème. Le temps devient rapidement très long à mesure que N augmente.
- **Temps polynomial - classe P** : le nombre d'itérations requises est proportionnel à N^k . Même si k est grand, le temps ne sera jamais aussi long que le temps exponentiel une fois que N est suffisamment grand.
- **Le temps sub-linéaire** : \sqrt{N} et $\log(N)$ augmentent considérablement moins rapidement comparé à une relation linéaire avec N .

Le gain apporté par l'ordinateur quantique réside dans sa faculté à faire fonctionner de nouveaux algorithmes quantiques, ces derniers étant capables de résoudre des problèmes non-traitables classiquement, ou au moins de les résoudre avec un nombre d'itérations significativement réduit. Les ordinateurs actuels sont capables de traiter des problèmes de classe P sans trop de difficultés. Cependant, pour le reste, les algorithmes quantiques apportent des plus-values importantes : une accélération exponentielle s'il réduit un problème d'un temps exponentiel à un temps polynomial, ou quadratique si celui-ci réduit le nombre d'étapes d'un facteur racine carré de N . Ce dernier n'est pas aussi puissant qu'un algorithme exponentiel, mais il apporte quand même une différence notable. Ces nouveaux algorithmes quantiques plus performants peuvent alors être exploités pour surpasser les puissances de calcul [32, 33, 34]. Concrètement, un nombre N de bits classiques peut encoder N "mots d'information" tandis qu'un système à N qubits peut, en principe, encoder jusqu'à 2^N "mots d'information" grâce à son état de superposition. Un corps humain de 100 mille milliards de cellules contient approximativement 1 yottabit d'information, soit 2^{80} bits. En comparaison, il suffirait alors de 80 qubits parfaits (pas de décohérence) pour démontrer un gain quantique par rapport au classique. L'avantage indéniable du quantique est compris depuis quelques dizaines d'années maintenant. Cependant, est-il possible en pratique de développer un ordinateur quantique à grande échelle ?

Effectivement, construire un ordinateur quantique universel à haut niveau de fidélité n'est un objectif ni facile, ni déjà atteint. Un dispositif idéal serait stable, exploitant des qubits robustes. Aussi, il offrirait une large gamme de portes quantiques, permettant de réaliser toutes les opérations nécessaires, le tout opérant à grande vitesse, avec avec un

faible taux d'erreurs permettant l'implémentation de codes correcteurs. Enfin, un point crucial du cahier des charges est le suivant : il devrait être facile d'avoir accès à un grand nombre de qubits pour tout calcul. Le nombre typique de qubits nécessaires en fonction des tâches à réaliser est le suivant :

- 50-60 qubits pour atteindre "l'avantage quantique" : un ordinateur quantique capable de réaliser des opérations infaisables avec n'importe quel ordinateur conventionnel.
- 4000 qubits pour décrypter des messages chiffrés à l'aide des clés publiques conventionnelles (voir plus bas).

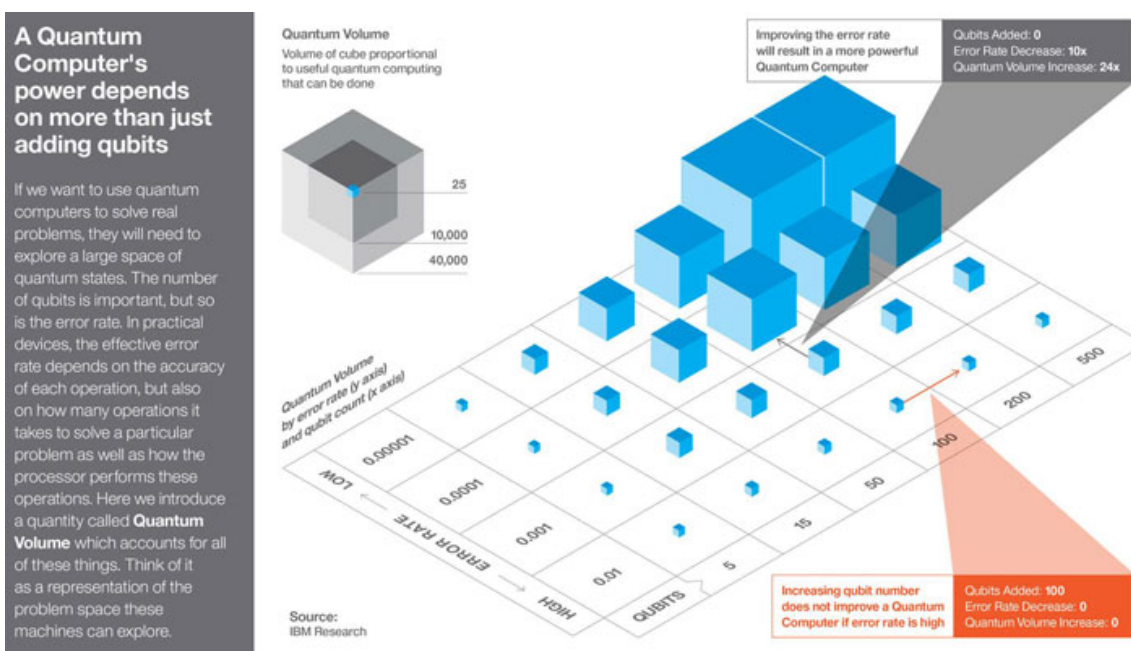


Figure 1.2 – Pour bénéficier du potentiel complet des ordinateurs quantiques, il faut être en mesure de manipuler un grand nombre de qubits logiques, augmentant par conséquent le taux d'erreurs. Aussi, un paramètre supplémentaire à prendre en compte est le taux d'erreurs, augmentant le besoin en terme de qubits physiques.

A ce stade là, il devient important de distinguer les qubits logiques, c'est-à-dire ceux qui opèrent les algorithmes, des qubits auxiliaires. En effet, pour chaque tâche, des qubits auxiliaires sont requis pour mettre en œuvre des codes correcteurs d'erreurs pour que celles-ci fonctionnent correctement comme l'illustre la figure 1.2. La totalité des qubits, à savoir les qubits logiques et les qubits auxiliaires constituent un ensemble que l'on nomme qubits physiques. Il s'agit des qubits physiquement présents sur la puce toutes tâches confondues. Un article de revue complet est disponible en référence [35]. Par exemple, pour casser le code RSA il faudrait 4000 qubits logiques, mais en réalité, il

faudrait considérablement plus de qubits physiques présents sur la puce, comptes tenus des codes correcteurs d'erreurs et des tâches annexes.

Il existe de nombreuses technologies capables de générer ces qubits, parmi lesquelles nous trouvons :

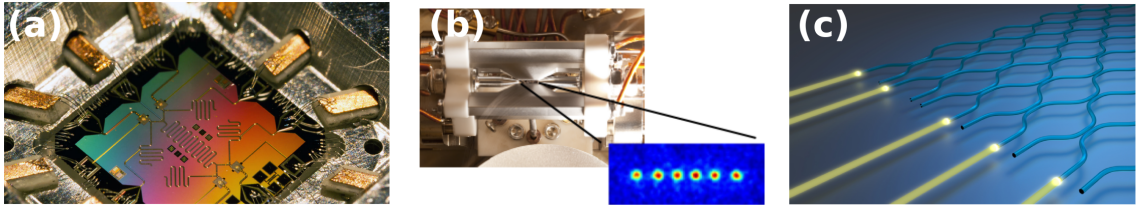


Figure 1.3 – Illustrations de 3 technologies de génération de qubits. (a) Photographie d'un circuit supraconducteur avec neuf qubits, J. Martinis *et al.*, Université de Californie (2015). (b) Intrication entre six pièges à ions, R. Blatt *et al.*, Université d'Innsbruck (2008). (c) Photonique boson sampling, vue d'artiste, F. Scarrino *et al.*, Université La Sapienza de Rome (2012).

- **Les circuits supraconducteurs (figure 1.3 (a))** : il s'agit de la technologie exploitée par IBM [36], Google [37] ou Intel [38]. Celle-ci repose en grande partie sur l'utilisation de jonctions Josephson [39, 40, 41]. On utilise la charge d'une petite région appelée "boîte" d'un matériau supraconducteur, plus couramment nommé 'transmon', pour stocker l'information quantique. La boîte est connectée à un réservoir de charges via une jonction Josephson. La charge est contrôlée par la tension à travers la jonction et les états 0 et 1 correspondent à des charges différentes pour une paire de Cooper avec $\Delta q = -2e$. Des boîtes adjacentes sont couplées électrostatiquement via leur répulsion coulombienne mutuelle, et les opérations effectuées par les portes logiques le sont via des séquences d'impulsions électriques. Des résultats jusqu'à 9 qubits entièrement contrôlables à l'échelle 1D [42] et 50 dans une architecture 2D [36] ont pour le moment été démontrés.
- **Les pièges à ions (figure 1.3 (b))** : contrairement à la technologie précédente, elle ne nécessite pas de refroidissement cryogénique. Les qubits correspondent aux états d'excitation d'une rangée d'ions se trouvant dans un piège de Paul. Les ions qui sont tous identiques, possèdent donc la même fréquence de résonance. Nous pouvons toutefois agir sur un seul ion en particulier à l'aide d'une impulsion laser car ces ions sont physiquement séparés les uns des autres. Les ions interagissent via des forces répulsives associées à des déplacements engendrés par les vibrations autour de leur position d'équilibre. La première proposition de porte quantique CNOT (pour *Controlled-NOT*, bascule conditionnelle équivalent du OU-exclusif classique) avec un système d'ions piégés fut proposée par Ignacio Cirac et Peter Zoller en 1995 [43]. Ont suivi de nombreuses autres études [44, 45, 46] et réalisations expérimentales [47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55].

- **La photonique (figure 1.3 (c))** : elle ne nécessite pas de refroidissement cryogénique et est naturellement compatible avec les technologies de communication modernes. Les fidélités démontrées par ces méthodes sont légèrement moins bonnes qu’avec les autres techniques, cependant, les avancées dans les technologies de génération de photons uniques et dans les processus de fabrication de guides d’ondes intégrés sont des points très positifs. La mise en œuvre pratique de portes logiques à un et deux qubits photoniques peut s’effectuer par encodage de l’information quantique sur les modes occupés par un photon unique et en manipulant ensuite ces modes par des composants d’optique linéaire (LOCQ - *Linear Optical Quantum Computing*) tels qu’une lame séparatrice, un rotateur de phase ou un miroir [56]. On peut citer le *boson sampling* [57, 58, 59, 60, 61, 62] et le protocole KLM, du nom de ses inventeurs² [63], comme deux approches du calcul quantique reposant sur l’optique linéaire, l’approche KLM ayant l’avantage d’être universelle bien que plus difficile à mettre en œuvre. Une approche reposant sur des états plus exotiques connus sous le nom d’états *clusters* (MBQC - *Measurement Based Quantum Computing*) a également été proposée [64] et fait actuellement l’objet d’intenses recherches expérimentales [65, 66, 67, 68, 69].
- **Les centres N-V dans le diamant** : Les centres NV (*Nitrogen-Vacancy*) sont des défauts ponctuels dans le diamant causés par la substitution d’un atome d’azote. Cette technologie permet la génération de qubits avec des longues durées de vie. Il n’est pas nécessaire de refroidir ou de faire le vide. La capacité à graver avec précision des défauts dans le diamant ont considérablement étendu le potentiel de cette technologie. Néanmoins, les fidélités actuelles restent bien en-dessous du seuil acceptable pour le moment. En raison de sa structure en niveau d’énergie, la fluorescence NV est dépendante de l’état de spin, ce qui offre des voies simples pour l’initialisation et la lecture optique [70, 71, 72, 73, 74, 75].
- **Les boîtes quantiques** : Les qubits consistent en des excitons confinés dans un point quantique. Les excitons se comportent comme des atomes à deux niveaux, et les opérations sont effectuées à l’aide d’impulsions optiques résonantes. À l’intérieur d’une boîte quantique, différents types d’excitons interagissent via l’interaction coulombienne [76, 77, 78, 79, 80]. Il s’agit de bons candidats pour la génération de photons uniques et d’états quantiques.
- **Les qubits de spin dans le silicium 28** : A l’instar d’autres technologies qui permettent de manipuler le spin de manière cohérente, les recherches autour des mailles cristallines de silicium se sont considérablement intensifiées ces dernières années. En effet, si l’état de l’art n’en est aujourd’hui qu’aux portes logiques à 2 qubits, les techniques de gravures les plus avancées et la compatibilité avec le standard CMOS promettent un changement d’échelle notoire par rapport aux autres technologies.

2. Knill, Laflamme et Milburn.

Les opérations réalisées par un ordinateur quantique reposent sur la manipulation précise et le contrôle cohérent des états de systèmes quantiques individuels. Il est requis que les qubits interagissent les uns avec les autres, et ce, d'une manière contrôlée et isolée de l'environnement. Cependant, en pratique, ce scénario idéal est difficile à mettre en place. Il convient alors de quantifier la fragilité des qubits vis à vis du bruit généré par l'environnement en terme de taux de décohérence. Dans le traitement des données classiques, des protocoles de vérification systématique des chaînes de bits sont installés de façon à corriger les erreurs efficacement. De manière analogue, il est possible d'appliquer des codes correcteurs quantiques sur les qubits. Le principe de base est essentiellement le même que pour les correcteurs classiques, l'idée est d'utiliser des qubits supplémentaires pour vérifier la fidélité des données et ensuite appliquer les opérations adéquates afin de reconstruire les états d'origine [81, 82, 83, 84, 85]. De cette manière, nous pouvons réaliser des calculs quantiques tolérants aux fautes [86, 87, 88, 42, 89], le prix à payer se situe alors au niveau de la vitesse de traitement et de l'adressage du nombre important de qubits à adresser. De manière générale, le physicien David P. DiVincenzo proposa en l'an 2000, dans un papier intitulé "*l'implémentation physique du calcul quantique*", un ensemble de critères [90], parfois nommés commandements de DiVincenzo, qu'il est nécessaire de satisfaire en vue de construire un ordinateur quantique :

1. Posséder un système physique évolutif avec des qubits bien définis ;
2. Être capable d'initialiser le système dans un état fondamental de référence simple ;
3. Savoir générer des qubits avec des temps de décohérence beaucoup plus long que les temps de fonctionnement des algorithmes à implémenter ;
4. Avoir un ensemble universel de portes quantiques ;
5. Permettre la projection rapide d'un état quantique spécifique.

Ces cinq règles représentent le cahier des charges pour le développement du calcul quantique au cours de ces dernières années.

Cependant, les ordinateurs classiques ont bénéficiés de 50 années de développement continu avant d'offrir les vitesses de calculs actuelles. L'ironie de la situation est que, finalement, les opérations de porte logique conventionnelles resteront significativement plus rapides que celles effectuées par des portes quantiques. Si nous prenons un programme standard et que nous le transposons pour le faire fonctionner via un ordinateur quantique, ce dernier fonctionnera sans doute moins rapidement.

1.3.2 La simulation quantique

«Nature isn't classical, dammit, and if you want to make a simulation of nature, you'd better make it quantum mechanical, and by golly it's a wonderful problem, because it doesn't look so easy.» Richard Feynmann

Il eut été impossible de parler de simulation quantique sans débiter par cette citation, de l'un des précurseurs de ce domaine. En effet, les simulateurs quantiques ont été proposés par Yuri Manin [91] et Richard Feynmann [29]. Ce dernier a montré qu'une machine de Turing classique souffrirait de temps de calculs considérablement longs lors de la simulation de phénomènes quantiques [92], tandis que son analogue quantique universel n'en serait pas affecté. En 1996, Seth Lloyd montra qu'un ordinateur quantique standard peut être programmé pour simuler expérimentalement tout système quantique de manière efficace [93]. Pour rentrer dans les détails, un simulateur quantique appartient à une classe restreinte d'ordinateur quantique qui contrôlent les interactions entre les qubits de manière à pouvoir simuler certains problèmes, éventuellement quantiques, difficiles à modéliser autrement. Par conséquent, les simulateurs quantiques utilisent les mêmes technologies que les ordinateurs quantiques universels, à la différence près qu'ils ne nécessitent pas les mêmes exigences en terme de propriétés de qubit, de correction d'erreur, ou de portes logiques. Contrairement aux ordinateurs quantiques, ils peuvent être destinés à l'étude expérimentale de systèmes quantiques qui sont difficilement, voire impossible à modéliser analytiquement ou à l'aide d'un ordinateur conventionnel. Leur objectif ultime est alors d'observer des problèmes physiques spécifiques [94, 95]. Nous pouvons distinguer plusieurs approches :

- **L'optimisation adiabatique** : mise en place expérimentale d'un analogue physique du problème à résoudre. Les atomes ultra-froids dans les réseaux optiques sont très souvent exploités pour répondre à cette approche.
- **Recuit quantique** : une forme d'optimisation adiabatique réalisée à plus haute température. Les limites de ce compromis ne sont pas encore pleinement comprises.
- **Processeurs quantiques spécialisés** : ordinateurs quantiques à petite échelle, non universel et non nécessairement tolérants aux erreurs.

Etant donné qu'il est fondamentalement plus "facile" de réaliser un simulateur quantique, plutôt qu'un ordinateur quantique, de nombreuses preuves expérimentales ont été fournies ces dernières années en utilisant les mêmes systèmes que dans la section précédente, à savoir des gaz quantiques ultra-froids [96], des pièges à ions [97, 98, 99, 95], des systèmes photoniques [100] et des circuits supra-conducteurs [101]. Nous avons souligné que l'objectif d'un simulateur quantique est de surpasser les capacités de leurs analogues classiques. Ainsi, les applications visées sont les systèmes quantiques à N-corps [102], avec de nombreux degrés de libertés, incluant des états intriqués. Toutefois, ces applications peuvent s'étendre à des domaines encore plus larges. Par exemple, dans la physique de la matière condensée, un des problèmes les plus connu étant celui de la supra-conductivité à haute température où la question concernant l'interaction entre les électrons, qui est responsable du comportement supra-conducteur, reste entière [103, 104, 105, 106, 107]. Egalement, en physique des hautes énergies [55] dans le cadre du développement de la théorie des jagues où la complexité calculatoire peut être solutionnée par des simulateurs quantiques [108, 109, 110, 111], en physique atomique [112, 113] et nucléaire [114, 115] où le calcul des forces nucléaires est difficile, ou

encore en chimie quantique [116, 117, 118].

1.3.3 La métrologie quantique

La manipulation d'objets quantiques permet de développer de nouveaux systèmes de mesure, de détection et d'imagerie, capables d'atteindre des précisions et des capacités sans précédent. Ceci représente une nouvelle révolution dans un domaine d'importance majeure depuis des siècles. En effet, il a toujours été question de pouvoir mesurer des grandeurs physiques (poids, longueurs, temps, etc.). Bien sûr, cela implique d'avoir des références de mesure, communément appelées étalons. Après des décennies d'histoire



Figure 1.4 – Photographie Un mètre étalon Rue de Vaugirard, Paris.

marquant l'évolution de ces étalons de mesure, et suite à la révolution française, un système international d'unités se met en place. Ainsi, le mètre, basé sur la longueur du méridien terrestre dans un premier temps, puis sur un multiple d'une certaine longueur d'onde³ et enfin sur la longueur du trajet parcourue par la lumière dans le vide pendant un intervalle de temps bien défini, devient l'unité internationale de longueur. Il en est de même pour la masse exprimée en kilogramme ou encore pour le temps exprimé en seconde. Il est intéressant de voir que les références d'unités évoluent avec le temps et les avancées technologiques, comme cela a été le cas pour le mètre. La seconde révolution quantique révolutionnera-t-elle le système d'unités internationales et la manière dont sont définies les grandeurs ?

Dans un premier temps, intéressons-nous à la définition d'une mesure. D'après le *Bureau International des Poids et Mesures*, une mesure est le processus consistant à obtenir expérimentalement une ou plusieurs valeurs que l'on peut raisonnablement attribuer à une grandeur. Les mesures sont donc par définition susceptibles d'erreurs et d'incertitudes qu'il sera également nécessaire de quantifier.

3. Il s'agit de 1 650 763,73 longueurs d'onde de la lumière d'une transition spécifique de l'isotope 86 du krypton.

A l'issue d'un processus de mesure, nous obtenons les informations concernant la valeur de la grandeur mesurée, accompagnée d'erreurs statistiques ou systématiques. La manière la plus rapide de s'affranchir des erreurs statistiques est de répéter la mesure un grand nombre de fois. Le théorème de la limite centrale établit que la moyenne des résultats obtenus sur un ensemble N de mesures indépendantes ($N \gg 1$), chacune ayant une déviation standard de $\Delta\sigma$, converge vers une distribution gaussienne avec une déviation standard $\Delta\sigma/\sqrt{N}$, ce qui correspond par conséquent à une erreur en $N^{-1/2}$. Cette erreur statistique est associée à la limite quantique standard, ou *shot-noise*. En métrologie classique, l'absence de corrélations entre les différentes sondes empêche de descendre en dessous de cette limite quantique. Nous comprenons alors que l'utilisation d'états quantiques peut permettre de dépasser cette limite.

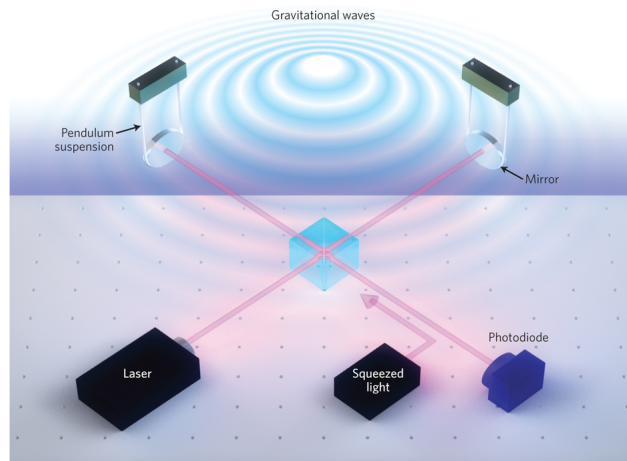


Figure 1.5 – Schéma simpliste de l'expérience LIGO. Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory - LIGO, est un interféromètre de Michelson à grande échelle dont le but est de détecter les ondes gravitationnelles. La sensibilité de la mesure a été améliorée en injectant des états quantiques de la lumière dits états comprimés, Andersen, Université Technique du Danemark [119].

L'expérience LIGO, illustrée en figure 1.5, lancée par Caltech et le MIT, a utilisé une technique d'interférométrie optique pour détecter des ondes gravitationnelles générées par la collision de deux trous noirs il y a 1,3 milliards d'années. Pour ce faire, il était nécessaire de mesurer des déplacements allant jusqu'à un dix millième du diamètre d'un proton, bien en-deçà de l'échelle des nanotechnologies. Nous avons donc affaire à des nouvelles technologies bénéficiant d'un changement d'échelle, qui va de nouveau révolutionner les acquis de nombreux domaines. L'interférométrie optique ne se limite pas à cette unique expérience LIGO. Outre le développement des projets VIRGO et GEO600 dont le but est également d'injecter de la lumière quantique, dite comprimée, afin de permettre la détection d'ondes gravitationnelles avec une sensibilité allant au delà du

shot-noise [119, 120], d'autres états intriqués⁴ permettent d'obtenir une précision sur le déphasage présent entre les deux bras d'un interféromètre dépassant aussi la limite quantique standard [121, 122, 123, 124, 125, 126]. Nous parlerons davantage de métrologie quantique dans le chapitre 4 où nous présenterons en détail une expérience permettant de déterminer avec une précision accrue la différence d'indice de réfraction au sein de fibres optiques spéciales.

De nombreux développements sont actuellement en cours de mise en œuvre dans différents domaines.

- **Capteurs magnétiques** : l'imagerie par résonance magnétique est un outil éprouvé très utilisé permettant d'établir des diagnostics médicaux précis. Les dispositifs d'interférences quantiques supraconducteurs sont un exemple de nouveaux dispositifs de détection quantique offrant une résolution et une sensibilité considérablement améliorées [127, 128, 129, 130, 131], qui nécessitent cependant de gros outils et un environnement hautement contrôlé. Les progrès de technologies parallèles promettent de transformer le potentiel de cette approche en l'intégrant dans un appareil moins coûteux et plus facilement déployable. Cela a déjà débouché sur des applications dans une gamme de dispositifs médicaux importants (nanosondes, imagerie, magnéto-encéphalographie, etc.) [132, 133, 134].
- **Capteurs de gravité** : la sensibilité de la nouvelle génération de capteurs de gravité basée sur les atomes froids promet d'étendre de manière significative la résolution efficace des techniques de balayage souterrain et mural existantes [135, 136, 137]. Le coût de ces techniques sera également drastiquement réduit. Cela pourrait avoir un impact qui pourrait entièrement restructurer les approches de problèmes coûteux dans le génie civil et pourrait grandement étendre l'utilisation des levées gravimétriques dans l'exploration des ressources naturelles.
- **Capteurs de rotation et d'accélération** : la connaissance précise de la position d'un véhicule est une clef essentielle pour permettre l'émergence de technologies de véhicules autonomes (trains, voitures, drones, etc.). Les précisions des technologies actuelles de GPS limités à quelques mètres ne sont pas disponibles dans tous les environnements (tunnels, conditions aquatiques, etc.) et peut potentiellement être à l'origine de dysfonctionnements. Les technologies quantiques ont le potentiel d'étendre cette précision jusqu'au centimètre, de supprimer tous les problèmes de perturbations dues au type d'environnement, permettant aux véhicules de fonctionner de manière plus sécurisée.
- **Imagerie améliorée** : les détecteurs à avalanche à photon unique peuvent fonctionner sur un large spectre, allant du visible à l'infrarouge. Avec le contrôle fin des lasers pour fournir un éclairage structuré, ils ouvrent un nouveau champ de caméras haute performance. En effet, on trouve l'imagerie 3D qui, en mesurant le temps de vol des photons sujets à la dispersion du milieu, est capable de détecter

4. C'est le cas des états $N00N$ dont nous discuterons plus en détail ultérieurement dans le manuscrit.

les angles arrondis en détectant les dispersions de photons, ou de détecter des gaz invisibles en temps réel ; des caméras de vision nocturne haute résolution ; ou encore des imageries micro-ondes pour remplacer les diagnostics de rayons X conventionnels. Le traitement des signaux des caméras peut également être amélioré en utilisant l'intrication quantique dans le but de réduire les bruits des images en dessous du seuil théorique du *shot-noise*, permettant ainsi la détection d'éléments dits "fantômes" [138, 139, 140]. Les caméras quantiques aéroportées à haute résolution devraient trouver des applications dans la surveillance environnementale, l'agriculture, le pétrole et le gaz, la sécurité et la défense. Tout cela promet d'être un pas de géant dans la technologie de l'imagerie par caméra, qui est de plus en plus exploité.

- **Horloges** : la synchronisation des signaux est une technologie cruciale pour grand nombre d'applications modernes, notamment les réseaux de télécommunication, la distribution d'électricité, les marchés financiers, les systèmes radars ou encore la sismologie sous-marine (exploration pétrolière et gazière). La plupart de ces systèmes sont devenus dépendant de la synchronisation temporelle par satellite. Ils sont vulnérables aux perturbations, liées à l'environnement par exemple, qui pourraient avoir de grandes conséquences. Une nouvelle génération d'horloges très précises, à petite échelle et à faible coût pourraient devenir une importante alternative.
- **Générateurs de nombres aléatoires** : de nombreuses techniques d'analyse statistique requièrent l'utilisation de nombres aléatoires en entrée, tout comme la quasi-totalité des applications en cryptographie. Les jeux de loterie représentent également des applications directes. Cependant, ce que nous considérons habituellement comme des nombres aléatoires sont en réalité des nombres pseudo-aléatoires. L'incertitude fondamentale des systèmes quantiques peut être exploitée pour fournir une véritable génération de nombres aléatoires [141, 142, 143, 144, 145, 146, 147]. Des procédures de certification sont mis en place et des entreprises commercialisent déjà des générateurs de nombres aléatoires reposant sur les lois de la physique quantique.

1.3.4 La cryptographie quantique

Avec le développement des transactions commerciales ou des envois de messages par internet, la demande en terme de cyber-sécurité ne cesse d'augmenter. Or, le niveau de sécurité dépend de l'efficacité des clefs de cryptographie publiques employées. Comme le laissent pressentir les sections précédentes, l'avènement de l'ordinateur quantique devrait rendre tous les procédés de cryptage actuels obsolètes, et l'impact engendré doit désormais être considéré.

Le pilier des techniques de cyber sécurité est l'utilisation d'algorithmes de cryptage pour chiffrer les données et mots de passe de manière à les rendre inexploitable par des

tiers. Dans les protocoles dits symétriques, une clef secrète partagée, sous la forme d'une longue série de chiffres binaires, est utilisée pour chiffrer les données. Le fonctionnement est simple : si la clef est connue, alors le message peut être déchiffré. La cryptographie à clef publique, ou asymétrique, simplifie ce fonctionnement en pratique. La clef utilisée pour chiffrer le message peut être générée librement et sans restriction, mais seule une personne possédant la clef secrète privée associée sera en mesure de déchiffrer le message. Cette méthode plus commode a été généralisée à de nombreux protocoles de commerce via internet.

Outre ces opérations monétaires, les enjeux sont importants dans plusieurs autres domaines sur internet, notamment les consultations de résultats médicaux ou de comptes bancaires, les jeux de pari sportif, ou encore les dispositifs anti-piratage. Seulement, il a été démontré que la sécurité de tous les schémas actuels de génération de clef publique les plus utilisés (RSA⁵ par exemple) ne pourront résister à un ordinateur quantique qui briserait tous les verrous de sécurité en utilisant l'algorithme de Shor [31]. Par conséquent, tous les protocoles de sécurité sur internet basés sur cette approche sont vulnérables, au même titre que leurs dérivées directs (VPN, WAP).

Bien sûr, s'il est possible de briser toutes les sécurités actuelles grâce à un ordinateur quantique, il est également possible de se placer du bon côté, et d'en développer de nouvelles, hautement plus inviolables. L'établissement quantique de clefs secrètes (QKD⁶) promet d'établir des liens de communication garantis avec un niveau de sécurité inconditionnel. En d'autres termes, la sécurité ne sera plus désormais assurée uniquement par des hypothèses de calculs, mais seulement par les lois de la physique elles mêmes. Rappelons que du fait du théorème de non-clonage il n'est pas possible de reproduire un état quantique à l'identique. Ainsi, cette impossibilité oblige un espion à effectuer une mesure sur le système original. Or, lorsque la base choisie pour cette mesure ne correspond pas à celle utilisée pour préparer l'état, ce qui arrive statistiquement dans au moins 50% des cas, alors une signature claire rend l'espion détectable.

La QKD étant identifiée comme une solution évidente pour répondre aux enjeux de sécurité, une grande variété de protocoles, conceptuels et pratiques, fleurissent ces dernières années. A noter que tous fonctionnent sur la même base, à savoir : Alice envoie un message codé par l'intermédiaire d'états quantiques à Bob. L'espion, que nous appelons Eve, souhaite intercepter le message, mais il ne peut le faire sans perturber le système et ainsi révéler sa présence. Alice et Bob utilisent un message pour établir une clef secrète, qui peut alors être utilisée pour chiffrer la suite de leur communication. Nous proposons une revue non exhaustive de certains protocoles basés sur ce concept simple :

- **BB84** : le célèbre protocole de référence basé sur la notion de polarisation de photons. Un développement plus complet est disponible en toute fin de chapitre.

5. Le système de cryptage le plus répandu repose uniquement sur la décomposition d'un grand nombre en ses facteurs premiers.

6. Acronyme en anglais pour *Quantum Key Distribution*.

- **BB84 decoy**⁷ : une extension du schéma de base BB84 qui permet de le réaliser en toute sécurité avec des sources multi-photons réelles et des états leurres [148, 149, 150, 151].
- **DI**⁸ **QKD** : il s'agit d'une approche conceptuelle qui exploite les propriétés statistiques de l'intrication pour offrir une garantie de sécurité maximale pour des liens de communication. Si Eve a manipulé la source de photons ou les appareils de mesure, Alice et Bob peuvent tout de même détecter sa présence grâce à un témoin d'intrication approprié. En d'autres termes, la sécurité ne dépend plus des dispositifs utilisés. Dans ce cas, l'analyse de la sécurité de tels protocoles nécessite de considérer des scénarios où les dispositifs sont imparfaits [152, 153, 154].
- **MDI**⁹**QKD** : ce type de protocole protège les utilisateurs contre la falsification du dispositif de mesure par un espion. Il est plus souple qu'un protocole complet de DI QKD et permet d'être réalisé plus simplement en conditions réelles [155, 156, 157, 158].
- **CV**¹⁰ **QKD** : ce protocole est très utile dans le cas de canaux de communication bruités. Ici, au lieu de se baser sur des mesures sur les photons individuels, il faut mesurer le déphasage des états multi-photoniques [159, 160].

Parmi les nombreuses preuves expérimentales reportées dans la littérature nous pouvons citer le protocole T12 développé par l'équipe de Shields [161], très similaire au protocole BB84, qui détient le record en terme de débit avec 1 Mb/s à 50 km. Un autre record, celui de la distance, était de 67 km en 2002 pour un lien permettant de relier Genève et Lausanne [162]. Après bon nombre de réalisations sur des distances encore plus longues, notamment 307 km grâce au protocole COW¹¹ [163], le record de distance de distribution de clefs est désormais de 404 km [164]. Le lecteur intéressé par des descriptions détaillées de tous ces protocoles pourra se référer aux articles de revue très complets proposés en références [8, 165].

En conclusion, des applications pratiques de QKD ont été largement démontrées à travers le monde, dans les laboratoires et même dans des installations urbaines. Ces démonstrations fonctionnent en utilisant la technologie des fibres optiques, les rendant compatibles avec les réseaux des télécommunications et les moyens de communication conventionnels. La Chine a également fait la démonstration d'un système satellite-sol mettant en liaison deux villes distantes de 1200 km [12]. Il y a fort à parier que les réseaux de communication sécurisés de demain s'appuieront sur les protocoles basés sur les lois de la physique quantique, et que l'association de technologies sera la clef d'un réseau dynamique et ultra-sécurisé. Par exemple, pour les communications longues distances, la technologie à base de satellite pourra lier des noeuds intercontinentaux,

7. De l'anglais : "leurre".

8. De l'anglais "Device Independent".

9. De l'anglais "Measurement Device Independent".

10. De l'anglais "Continuous Variable".

11. En anglais, *coherent One Way protocol*.

tandis que de plus petits dispositifs à fibre optique au sol pourront inter-connecter des noeuds plus rapprochés.

Pour être tout à fait complet sur les techniques de cryptographies actuelles, nous devons aborder le thème de la cryptographie post-quantique. Il s'agit d'une branche visant à développer des protocoles alternatifs, mais classiques cette fois-ci, qui garantissent la sécurité de l'information face à un attaquant disposant de la puissance de calcul d'un ordinateur quantique. Même s'il s'agit de solutions classiques, le lien avec l'aspect quantique reste donc fort.

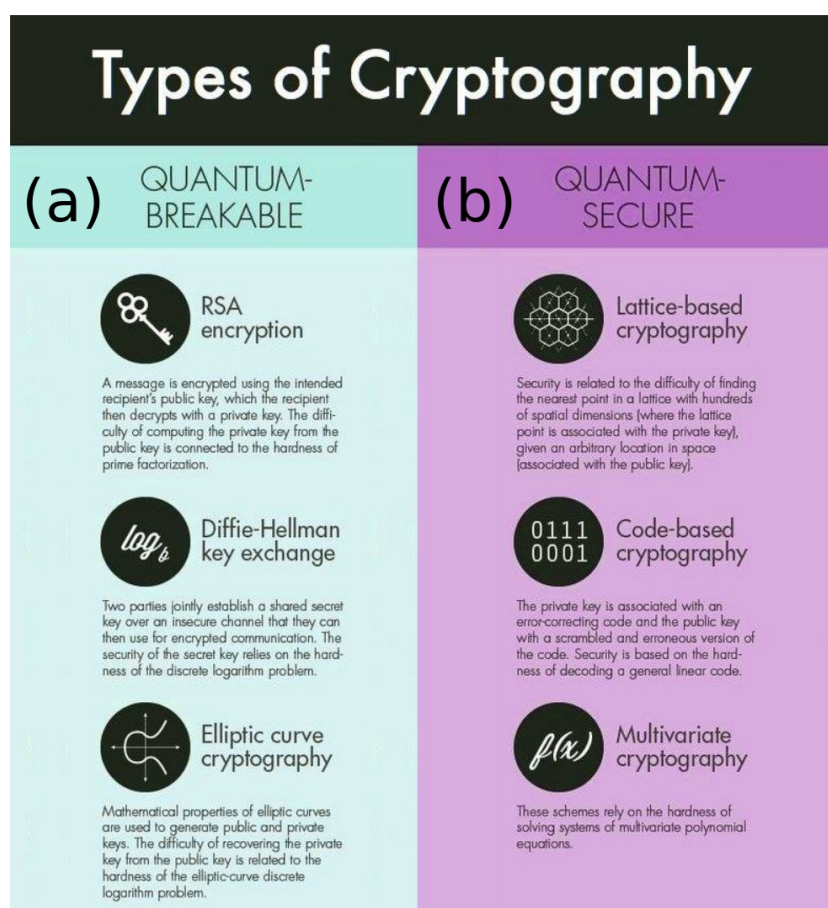


Figure 1.6 – Algorithmes de cryptographie : (a) Le calcul quantique apporte une accélération exponentielle. (b) Le calcul quantique apporte une accélération quadratique.

Par exemple, la cryptographie classique repose sur des problèmes de complexité NP¹². Pour certains de ces problèmes, le calcul quantique apporte une accélération exponentielle (figure 1.6 (a)) tandis que pour d'autres, il procure seulement une accélération

12. Ces considérations à propos de la théorie de la complexité ont été abordées précédemment lors de la section dédiée au calcul quantique.

quadratique (figure 1.6 (b)). L'idée est alors de bifurquer tout ce pour quoi la quantique apportera une accélération exponentielle vers des algorithmes pour lesquels la quantique apportera seulement une accélération quadratique. Cependant, tout ceci étant en perpétuelle évolution, personne ne peut garantir que des techniques actuellement sécurisées passent dans la colonne des techniques dont la sécurité peut être cassée si de nouveaux algorithmes quantiques plus performants voient le jour pour ce type de problèmes. Pour démontrer les enjeux de la cryptographie post-quantique, la chaîne de blocs derrière le bitcoin, technologie dont le business model repose sur le lien de confiance, est de la cryptographie à courbe elliptique et se montre donc menacée [166].

1.3.5 L'accélération des investissements

Nous pouvons certainement parler de course tant les investissements pour le développement des technologies quantiques a été brusquement accéléré ces dernières années. Une large gamme de recherches académiques, d'investissements privés, de brevets et de développements logiciels ont été lancées. A l'échelle internationale, les participants sont nombreux et plusieurs programmes nationaux sont en route.

- **Les Etats-Unis** ont sans doute la meilleure visibilité dans le domaine des calculateurs quantiques, notamment grâce aux géants des technologies basés aux USA que sont Google, IBM, Intel ou encore Microsoft. De même, le vaste domaine universitaire présent sur le continent garantit un développement de tous les piliers des technologies quantiques. Les principaux instituts et universités participant à ce rayonnement sont les université du Maryland, Harvard, UCSB, MIT, Stanford ou encore Berkeley. Toutefois, la nature des financements étant dispersé, la visibilité du pays reste modérée en comparaison aux efforts fournis. Il reste à voir si la force traditionnelle du partenariat commercial-académique aux Etats-Unis l'emporte sur les initiatives plus ouvertes d'autres pays.
- **La Chine** est l'un des principaux rivaux, qui, depuis 2005, offre une série de contributions de classe mondiale en communication quantique, classée depuis 2016 parmi les 100 projets clefs du plan quinquennal. La Chine possède le plus grand réseau de QKD basé sur la technologie des fibres optiques, et a consolidé son avance mondiale en 2017 avec la première démonstration de QKD espace-sol en lançant son satellite Micius [12]. Cette réalisation remarquable a été dirigée par l'Académie chinoise des sciences et l'université des sciences et technologies de Chine (USTC). De plus, le réseau national de QKD a été renforcé grâce à un lien reliant Beijing et Shanghai, lien d'une valeur de 80 millions de dollars. Un laboratoire national d'une valeur de 10 milliards de dollars pour les sciences de l'information quantique devrait ouvrir ses portes en 2020 à Hefei, dont le but principal serait de développer un ordinateur quantique. Les entreprises dérivées telles que QuantumCTek cherchent à commercialiser leurs avancées actuelles dans un futur proche. Nous pouvons donc nous attendre, de la part de la Chine, à une future génération d'appareils offrant

des performances inégalées.

- De même, les capacités du **Royaume-Uni** à participer à cette conquête quantique ont été boostées grâce à un programme d'investissement du gouvernement approchant désormais les 400 millions de livres sterling sur 5 ans. La pièce maîtresse du projet est la création de quatre centres virtuels, impliquant 17 universités de premier plan et plus de 130 entreprises dans les domaines des capteurs, de la métrologie, de l'imagerie et des réseaux de communication quantique.
- **L'Union Européenne (UE)**, qui rappelons le, demeure le lieu de naissance de la physique quantique au début du 20^{ème} siècle, n'est pas en reste. Pour accélérer ses efforts, un investissement de 1 milliard d'euros a été annoncé en 2016 pour les 10 années à venir [167]. Cette initiative est lancée en tant qu'initiative phare sur les technologies futures et émergentes. De plus, l'Allemagne prévoit d'investir 300 millions d'euros sur 10 ans via l'initiative nationale QUTEQA pour les technologies quantiques. Bien que ne faisant pas partie de l'Union Européenne, la Suisse est également un acteur majeur, notamment avec l'ETH Zurich, étroitement liée à la recherche européenne et mondiale. ID-Quantique, une entreprise Genevoise notable du secteur académique Suisse est un précurseur dans le domaine de la cryptographie, s'étendant même à l'international (notamment en Corée du Sud).

Il faut préciser que le Japon, le Canada, l'Australie, la Russie ou Singapour sont aussi des acteurs majeurs du développement des technologies quantiques, chacun ayant décidé de lancer son programme de recherche et développement dans les différents domaines.

De nombreux partenaires industriels sont désormais présents, démontrant de façon indéniable le potentiel à court et moyen terme :

- **Google** a investi dans le laboratoire *Quantum AI Lab* en collaboration avec la NASA, et dans de nombreuses relations avec des universités. Leur visibilité au niveau mondial est affirmée avec les démonstrations, en 2015, de processeur à 9 qubits notamment. Pour démontrer l'avantage quantique, ils prévoient de développer un prototype de manipulation sur puce de 50 qubits. A noter que, récemment, les chercheurs de Google ont annoncé lors d'un meeting de la *American Physical Society* avoir réalisé un ordinateur quantique à 72 qubits [168] sans preuve de couplage cependant.
- **IBM** possède notamment un laboratoire à Zurich, en Suisse, et un second à New York, le *IBM Watson Research Center*, ce dernier étant plutôt orienté pour l'intelligence artificielle. Ils ont lancé en mars 2017 un service de calcul quantique sur un cloud : IBM Q. Leur récents développements reposent sur la technologie des qubits supraconducteurs, et ils ont publié en 2016 un processeur fonctionnant avec 5 qubits qui a été amélioré et étendu à 16 qubits en version beta en 2017. Les chercheurs d'IBM ont pu utiliser cette plateforme pour calculer l'état fondamental de la molécule de BeH_2 , ceci validant une des applications potentielle en chimie quantique.

- **Intel**, avec ses laboratoires dans l’Oregon et l’Arizona en partenariat avec QuTech aux Pays-Bas, a, pour sa part, annoncé une puce de test de 17 qubits supra-conducteurs.
- **Microsoft** investi dans QuArC, *Quantum Architectures and Computation Group*, un groupe de recherche dédié au développement d’algorithmes quantiques, dans le laboratoire *Station Q* à Santa Barbara et collabore notamment avec des universités internationales de premier choix comme l’université de Sydney, de Delft aux Pays-Bas ou encore avec l’Institut Niels Bohr. L’accent de la recherche a été mis sur le développement de chaque étape menant à la conception d’un ordinateur quantique. En 2017, l’entreprise a publié un langage informatique spécialement conçu pour l’informatique quantique. Egalement, ils sont remarqués pour financer des recherches sur des technologies moins matures actuellement, comme sur les qubits topologiques.

Il faut cependant noter que d’autres groupes importants participent à cet effort, comme D-Wave Systems, première entreprise à avoir apporté des composants de calcul quantique sur le marché (le système D-Wave 2000Q), Hewlett Packard Enterprise, Toshiba, Alibaba, qui a annoncé un financement de 15 milliards de dollars sur 3 ans, ou encore Softbank, qui, eux, ont annoncé un financement à hauteur de 100 milliards de dollars pour développer de nouvelles technologies, autour de l’intelligence artificielle et du calcul quantique notamment.

1.4 Photonique quantique intégrée

Dans cette section, nous allons rentrer plus spécifiquement dans le domaine de l’optique quantique qui se trouve au cœur de ce travail de thèse. Un des concepts centraux sera celui de photon. Il est, en effet, essentiel dans un premier temps de définir ce terme, ce qui permettra bien souvent de débloquer quelques éléments de compréhension lorsqu’il s’agit de discuter d’expériences. Ensuite, nous verrons quelles sont les outils primordiaux pour générer et manipuler ces quasi-particules. Enfin, nous verrons quelles observables sont à notre disposition pour nous permettre de coder de l’information et de générer des états quantiques de la lumière.

1.4.1 Qu’est-ce qu’un photon ?

L’idée de quantification de l’énergie transportée par la lumière a été développée par Albert Einstein en 1905, à partir de l’étude du rayonnement du corps noir par Max Planck, pour expliquer l’effet photo-électrique qui ne pouvait pas être compris dans le cadre d’un modèle ondulatoire classique de la lumière. La découverte de l’effet Compton en 1923, donnant également des propriétés corpusculaires à la lumière, et l’avènement de la physique quantique et de la complémentarité onde-corpuscule, amènent à considérer ce quantum comme une particule, nommée photon en 1926.

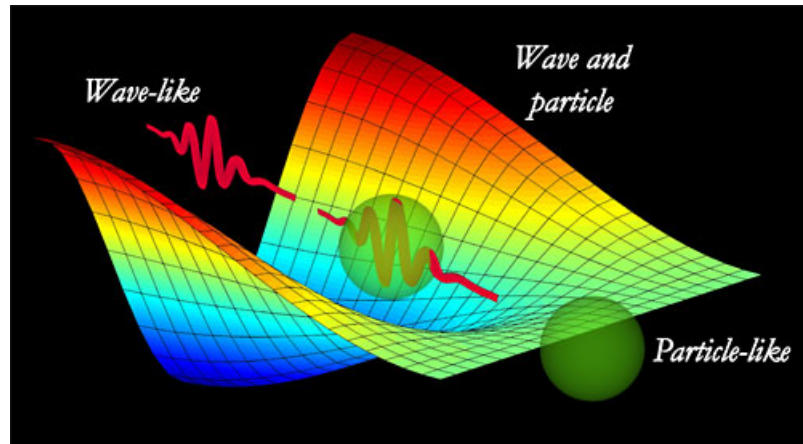


Figure 1.7 – Représentation de la complémentarité onde-corpuscule Principe physique selon lequel certains objets peuvent parfois présenter des propriétés ondulatoires et parfois des propriétés de particules. Cette représentation, initialement créée pour le papier publié par mon équipe de recherche en 2012 [169], est devenue une figure emblématique.

Pour bien comprendre le concept physique du photon, il est plus commode de partir d'une description classique du champ électromagnétique et de le quantifier.

Pour la démonstration à venir, les ouvrages de référence dont nous nous sommes inspirés sont cités en références [170, 171]. Le point de départ usuel pour la quantification du champ électromagnétique, composé de manière classique du champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et du champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$, sont les équations de Maxwell en l'absence de sources :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0, \end{array} \right. \quad (1.11)$$

où $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ et $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$, μ_0 et ε_0 correspondant respectivement à la permittivité diélectrique et à la perméabilité magnétique du vide, de sorte que $\mu_0 \varepsilon_0 = c^{-2}$. Etant donné que ces équations sont invariantes de jauge en l'absence de sources, nous faisons le choix de nous placer dans la jauge de Coulomb qui nous permet de remonter directement aux vecteurs \vec{E} et \vec{B} à partir du potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ via les relations :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad (1.12)$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (1.13)$$

avec la condition de jauge de Coulomb :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0. \quad (1.14)$$

En substituant (1.12) et (1.13) dans (1.11) on trouve alors que le potentiel vecteur satisfait l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (1.15)$$

Nous séparons ensuite le potentiel vecteur en deux termes complexes :

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}^{(+)}(\vec{r}, t) + \vec{A}^{(-)}(\vec{r}, t), \quad (1.16)$$

avec un terme $\vec{A}^{(+)}(\vec{r}, t)$ qui contient les amplitudes variant en $e^{-i\omega t}$ pour $\omega > 0$ et un terme $\vec{A}^{(-)}(\vec{r}, t)$ qui contient les amplitudes variant en $e^{i\omega t}$ telles que $\vec{A}^{(-)} = (\vec{A}^{(+)})^*$.

Il est d'ordinaire plus aisé de travailler avec un ensemble discret de variables plutôt qu'avec un continuum, nous décrivons par conséquent le champ restreint à un certain volume de l'espace et exprimons le potentiel vecteur sur la base d'un ensemble discret de modes orthogonaux. Il vient, dans l'espace de Fourier :

$$\vec{A}^{(+)}(\vec{r}, t) = \sum_k c_k \vec{u}_k(\vec{r}) e^{-i\omega_k t}, \quad (1.17)$$

où les coefficients de Fourier sont constants pour un champ en espace libre. Les modes $\vec{u}_k(\vec{r})$ correspondant aux fréquences ω_k obéissent à l'équation d'onde :

$$\left(\vec{\nabla}^2 + \frac{\omega_k^2}{c^2} \right) \vec{u}_k(\vec{r}) = \vec{0}, \quad (1.18)$$

à condition que le volume d'espace considéré ne contienne pas de matériau réfractif. Les différents modes doivent aussi satisfaire la condition de transversalité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_k(\vec{r}) = 0. \quad (1.19)$$

Enfin, les différentes fonctions $\vec{u}_k(\vec{r})$ forment un ensemble complet de modes orthogonaux :

$$\int_V \vec{u}_k^*(\vec{r}) \vec{u}_{k'}(\vec{r}) d\vec{r} = \delta_{k,k'}. \quad (1.20)$$

Les différents modes dépendent des conditions aux limites du volume physique considéré. Des conditions aux limites périodiques correspondant aux modes de propagation d'ondes dites 'ondes planes', tandis que des conditions appropriées à des parois réfléchissantes conduisent à des ondes stationnaires. Par exemple, les modes associés à des ondes planes dans un volume cubique de côté L s'écrivent comme :

$$\vec{u}_k(\vec{r}) = \frac{1}{L^{2/3}} \hat{e}^{(j)} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \quad (1.21)$$

où $\hat{e}^{(j)}$ est le vecteur polarisation unitaire. L'indice k d'un mode décrit différentes variables, à savoir l'indice de polarisation ($j = 1, 2$) et les trois coordonnées cartésiennes associées à la propagation du vecteur \vec{k} . Les composantes du vecteur d'onde \vec{k} prennent alors les valeurs :

$$k_x = \frac{2\pi n_x}{L}, \quad k_y = \frac{2\pi n_y}{L}, \quad k_z = \frac{2\pi n_z}{L}. \quad n_x, n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.22)$$

Le vecteur polarisation $\hat{e}^{(\lambda)}$ doit être perpendiculaire à \vec{k} de part la condition de transversalité (1.19).

Le potentiel vecteur peut désormais s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_k \left(\frac{\hbar}{2\omega_k \varepsilon_0} \right)^{1/2} \left[a_k \vec{u}_k e^{-i\omega_k t} + a_k^\dagger \vec{u}_k^* e^{i\omega_k t} \right], \quad (1.23)$$

où les a_k sont les coefficients de Fourier de la décomposition. Le champ électrique correspondant est alors :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = i \sum_k \left(\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \left[a_k \vec{u}_k e^{-i\omega_k t} - a_k^\dagger \vec{u}_k^* e^{i\omega_k t} \right]. \quad (1.24)$$

Les facteurs de normalisation ont été choisis de sorte à ce que les amplitudes a_k et a_k^\dagger soient sans dimension. Selon une approche classique de l'électromagnétisme, ces amplitudes de Fourier sont des nombres complexes.

La quantification du champ électromagnétique est accomplie en considérant a_k et a_k^\dagger comme des opérateurs adjoints mutuels que nous noterons \hat{a}_k et \hat{a}_k^\dagger . Étant donné que les photons, quanta d'énergie associés aux ondes électromagnétiques, sont des bosons, les opérateurs \hat{a}_k et \hat{a}_k^\dagger obéissent aux relations de commutation suivantes :

$$[\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}] = [\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}^\dagger] = 0, \quad [\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'}. \quad (1.25)$$

Le comportement dynamique des amplitudes du champ électrique peut désormais ainsi être décrit par un ensemble d'oscillateurs harmoniques indépendants obéissants aux relations de commutation mentionnées ci-dessus. Les états quantiques associés à chaque mode peuvent maintenant être discutés de manière indépendante les uns des autres. L'état pour chaque mode peut être décrit par un vecteur d'état $|\psi\rangle_k$ de l'espace de Hilbert associé à ce mode. Les états du champ pris dans son intégralité sont alors définis comme un produit tensoriel des espaces de Hilbert associés à chacun des modes.

Le Hamiltonien du champ électromagnétique est donné par :

$$\hat{\mathcal{H}}_{EM} = \frac{1}{2} \int (\varepsilon_0 \hat{\vec{E}}^2 + \mu_0 \hat{\vec{H}}^2) d\vec{r}. \quad (1.26)$$

En substituant (1.24) pour $\hat{\vec{E}}$ ainsi que l'expression équivalente pour $\hat{\vec{H}}$ et en utilisant les conditions (1.19) et (1.20), on obtient alors pour le Hamiltonien l'expression traditionnelle :

$$\hat{\mathcal{H}}_{EM} = \sum_k \hbar\omega_k \left(\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{\hat{1}}{2} \right). \quad (1.27)$$

Cette expression représente la somme du nombre de photons dans chaque mode multiplié par l'énergie d'un photon pris dans ce mode, plus $\frac{1}{2}\hbar\omega_k$ qui représente les fluctuations quantiques du vide présentes dans chaque mode.

1.4.2 Sources de photon unique

Dans bon nombre d'applications pratiques, il est nécessaire de savoir générer des photons de manière strictement individuelle. C'est notamment le cas en cryptographie quantique où les conséquences d'envoyer deux photons, ou plus, seraient dramatiques. L'espion n'aurait plus qu'à se servir d'un des photons, le stocker dans une boucle à retard, d'attendre la révélation publique de la base de mesure, et le tour serait joué. Beaucoup d'efforts ont donc été déployés pour développer des sources de photons uniques.

Tout d'abord, une source idéale de photons uniques est une source qui émet les photons un à un à intervalles de temps réguliers. Cependant, aucune réalisation actuelle n'est en mesure de garantir une probabilité non-nulle de générer du vide ou plusieurs photons lors d'un intervalle de temps considéré. Pour qualifier le caractère unique de l'émission, il est d'usage de considérer la fonction de corrélation du second ordre, $g_{(\tau)}^{(2)}$, définie classiquement comme l'autocorrélation de l'intensité optique :

$$g_{(\tau)}^{(2)} = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle^2}, \quad (1.28)$$

où $I(t)$ est l'intensité optique au temps t , $E(t)$ et $E^*(t)$ sont respectivement les champs électriques correspondants et leurs complexes conjugués, et $\langle \dots \rangle$ correspond à une moyenne statistique sur un temps t .

Nous traçons en figure 1.8 différentes courbes du $g_{(\tau)}^{(2)}$ associées à différents types de lumière. Généralement, il est montré que pour une lumière classique, la valeur de la fonction de corrélation d'ordre deux est supérieure ou égale à 1 [172]. Une signature claire de la nature quantique de la lumière émise consiste alors à mesurer cette fonction et d'en déduire une valeur inférieure à la limite classique [173, 174]. A noter que les états de type "Fock" sont des états nombre de photons. Ainsi, pour le cas extrême d'une

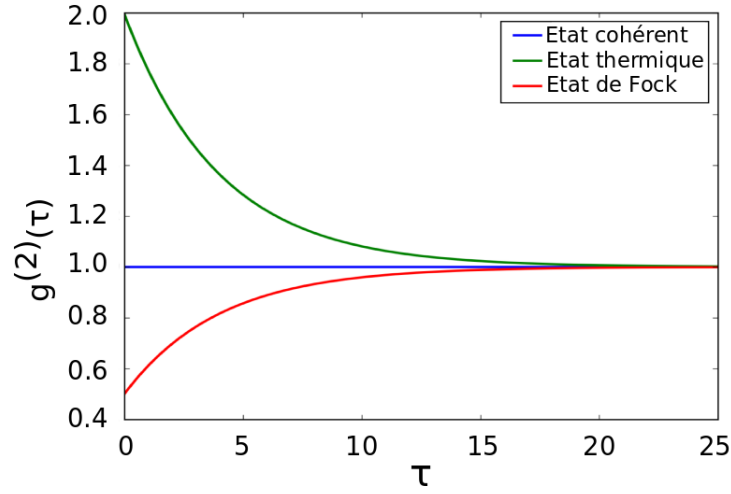


Figure 1.8 – Fonction de corrélation d'ordre deux $g_{(\tau)}^{(2)}$. La courbe verte est associée à une lumière chaotique, ou à une statistique thermique, $g_{(\tau)}^{(2)} \leq 2$, la courbe bleue est associée à un état cohérent, ou à une statistique gaussienne, $g_{(\tau)}^{(2)} = 1$ et la courbe rouge est associée à un état quantique $g_{(\tau)}^{(2)} \leq 1$.

source de photon unique considéré dans cette section, la courbe rouge de la figure 1.8 doit atteindre un minimum en 0 tel que $g_{(0)}^{(2)} = 0$. Comme nous l'avons vu lors de la quantification du champ électromagnétique, en physique quantique, il est conventionnel d'utiliser des opérateurs plutôt que des grandeurs algébriques. Ainsi, la fonction de corrélation s'écrira de la manière suivante :

$$g_{(\tau)}^{(2)} = \frac{\langle \hat{a}_{(t)}^\dagger \hat{a}_{(t+\tau)}^\dagger \hat{a}_{(t+\tau)} \hat{a}_{(t)} \rangle}{\langle \hat{a}_{(t)}^\dagger \hat{a}_{(t)} \rangle^2}, \quad (1.29)$$

avec \hat{a}^\dagger et \hat{a} les opérateurs de création et d'annihilation de photon respectivement.

Généralement, la caractérisation des sources de photons uniques basée sur des mesures de la fonction de corrélation du second ordre repose sur des montages de type Hanbury-Brown et Twiss [175]. Ce genre de dispositifs consiste simplement en une lame séparatrice suivie de deux détecteurs à photon unique à chacune de ses sorties permettant de mesurer des corrélations dans la statistique de photons.

De nombreuses réalisations expérimentales de sources de photon unique ont été reportées, les plus remarquables reposant sur deux technologies distinctes :

- **Emetteurs quantiques à semi-conducteurs** : une source de photon unique peut être réalisée à partir de pièges à ions [176, 177], d'atomes [178, 179], ou encore de centres N-V [180, 181]. L'émission déterministe des photons est déclenchée

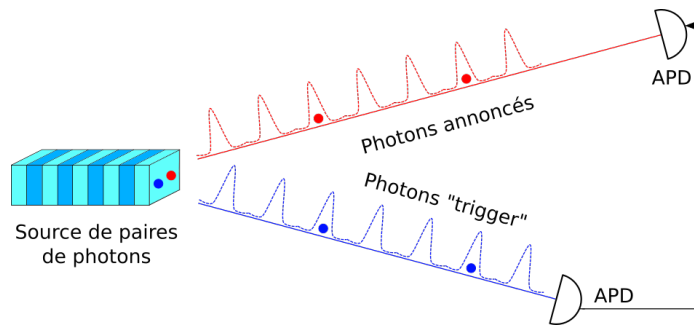


Figure 1.9 – Schéma de photons uniques annoncés. Des photons sont générés par paires. Le premier photon est détecté par un premier détecteur, celui-ci permettant d'annoncer l'arrivée du photon complémentaire. Ainsi, sur le détecteur du haut, le détecteur s'ouvrira uniquement lors de l'arrivée du photon, permettant de garantir la détection d'un photon unique.

par un stimulus optique ou électrique [182]. Une technologie déterministe alternative repose sur l'utilisation de points quantiques [183, 184, 185], qui peuvent être considérés comme des atomes artificiels. Ces derniers peuvent également être contrôlés électriquement [186, 187] ou optiquement [188]. Bien que le caractère déterministe de ces sources soit un avantage indéniable, elles nécessitent de fonctionner à des températures cryogéniques ($T = 10$ K typiquement). Bien que des preuves expérimentales à des températures plus raisonnables émergent [187], le caractère indiscernable des photons a considérablement progressé au cours des dernières années.

- **Les sources de photons annoncés :** en exploitant les processus non-linéaires de génération paramétrique (ordres 2 et 3), il est possible de générer les photons par paires. Cette vision des choses est en adéquation avec le travail de thèse présenté dans ce manuscrit. Ainsi, les différents processus non-linéaires en question seront explicités dans les prochains chapitres. Ici, il s'agit de détecter, comme l'illustre la figure 1.9, un des deux photons générés pour annoncer la présence d'un photon unique, à savoir le second photon de la paire [189, 190]. A la différence des technologies précédentes, la génération est probabiliste. La probabilité de générer plus d'une paire de photon par intervalle de temps n'est pas nulle, tandis que la probabilité de ne pas générer de paires devient négligeable grâce à cette stratégie de photon annoncé. Cette méthode est de nos jours la plus simple d'utilisation.

1.4.3 Observables photoniques pour coder l'information

Les photons seront utilisés tout au long de ce travail de thèse comme support au codage de l'information quantique. Ils possèdent de nombreux avantages qui en font des

candidats particulièrement adaptés aux applications que nous visons. Notamment, pour distribuer de l'information sur longue distance, ils voyagent à la vitesse c et l'information qu'ils véhiculent est peu sensible à la décohérence que ce soit en espace libre ou dans des fibres optiques. De plus, de nombreuses propriétés sont accessibles pour coder de l'information, on parle d'observables [191, 192]. La manipulation de ces qubits peut être réalisée en utilisant des moyens standards d'optique comme des lames biréfringentes, des coupleurs, des modulateurs, ou encore des interféromètres.

Tout au long de cette thèse, deux observables principales ont été exploitées pour manipuler l'information codée sur les photons, à savoir les observables polarisation et time-bin.

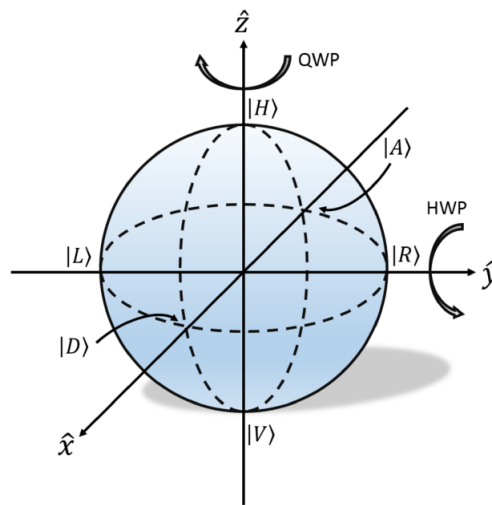


Figure 1.10 – Observable polarisation. illustration de la sphère de Bloch pour des qubits en polarisation. Les trois bases orthonormales sont représentées. Il est possible d'influer sur ces états de polarisation en utilisant des lames demi-onde (HWP) et des lames quart d'onde (QWP), ces dernières ayant un impact de rotation autour des axes y et z respectivement.

- **L'observable polarisation :** Elle est sans doute la plus simple et de ce fait la plus exploitée. De manière générale, trois bases conjuguées, représentées sur la figure 1.10 sont utilisées pour décrire l'état de polarisation des photons. Ici les états $|H\rangle$ et $|V\rangle$ définissent les états de polarisation horizontal et vertical. Nous les notons comme suit :

$$|H\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } |V\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

De même, nous définissons les vecteurs de polarisation diagonale $|D\rangle$ et anti-

diagonale $|A\rangle$ de la manière suivante :

$$|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ et } |A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Enfin, les polarisations circulaires droite $|R\rangle$ et gauche $|L\rangle$ sont définies comme :

$$|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \text{ et } |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Nous voyons que tous les états de polarisation définis dans les équations (1.31) et (1.32) sont simplement des combinaisons linéaires des vecteurs $|H\rangle$ et $|V\rangle$.

Physiquement, il est aisé de jouer avec les états de polarisation des photons en utilisant des éléments optiques standards comme des lames demi-onde, des lames quart d'onde ou des *PBS*¹³. De cette manière, n'importe quel état de polarisation peut être généré et analysé. Un défaut de cette observable néanmoins, est que l'état de polarisation des photons peut être modifié par la biréfringence dans les fibres optiques, et il sera donc nécessaire d'ajuster en temps réel la polarisation avec des contrôleurs pour compenser ces variations [193, 194, 195, 196].

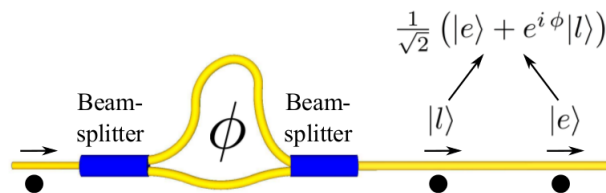


Figure 1.11 – Observable time-bin. Un photon produit à un temps $t = 0$ est envoyé dans un interféromètre déséquilibré [197, 198, 199, 200]. Le photon a le choix entre deux chemins, un court et un long, avec les mêmes probabilités. Il en résulte un état quantique dans lequel le photon est dans une superposition cohérente entre un temps d'arrivée tôt $|e\rangle$ et un temps d'arrivée tard $|l\rangle$. Ces deux états sont liés par une relation de phase Φ dépendante de la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre.

- **L'observable time-bin :** La seconde possibilité consiste à proposer deux temps d'arrivée aux photons à l'aide d'un dispositif d'interférométrie tel que celui proposé en figure 1.11. L'interféromètre possède deux bras déséquilibrés, ce qui permet à un photon de pouvoir choisir entre un chemin court, et un chemin long. Nous pouvons alors créer une superposition cohérente entre l'état associé au bras court

13. *Polarisation beam splitter :* sépare le faisceau incident en deux faisceaux de polarisation orthogonaux.

de l'interféromètre $|court\rangle$ et l'état associé au bras long $|long\rangle$. A la sortie de l'interféromètre, nous avons donc créé un état quantique comme ceci :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|court\rangle + e^{i\phi}|long\rangle) \quad (1.33)$$

Ces deux états sont liés par un facteur de phase ϕ qui est donné par la différence de chemin entre les deux bras de l'interféromètre. Il est alors possible de manipuler les qubits codés sur cette observable en ajustant le facteur de phase, par exemple en changeant la différence de longueur optique des bras. L'analyse de tels qubits est aussi réalisée avec des interféromètres de ce type.

Pour conclure, on peut généraliser ces types de codage aux paires de photons intriquées. Une expérience d'intrication en énergie-temps, qui s'apparente au time-bin dans le cas d'un pompage en régime continu, sera montrée dans le chapitre suivant, comprenant des détails sur l'aspect de génération des photons, et d'analyse de l'intrication. D'autres observables sont également accessibles, mais il est aussi possible de coder plusieurs qubits sur un seul et même photon, en cumulant plusieurs observables. C'est ce dont nous discuterons au cours du chapitre 3 où nous montrerons une source d'hyper-intrication mariant l'observable énergie-temps avec l'observable polarisation.

1.4.4 Photonique intégrée pour les technologies quantiques

Comme nous le verrons par la suite, la tendance pour le développement des outils photoniques repose sur l'utilisation de plateformes intégrées. En effet, aussi bien pour les performances que pour le côté industrialisation, l'intégration de fonctions optiques sur puce est devenue très courante [201]. L'objectif est de créer des circuits photoniques complexes pouvant traiter et transmettre la lumière, de la même manière que le font les circuits électroniques avec les signaux électroniques. Toutefois, l'utilisation de la lumière permet d'atteindre des débits plus rapides, des dimensions plus petites, et ne souffre pas de problèmes thermiques. A titre d'exemple, les grosses entreprises d'internet comme Google ou Amazon utilisent des centres de données massifs. Comme la demande en terme d'information est de plus en plus grande, il faut être capable de traiter et stocker des quantités de bits absolument considérables. En 2013, le conseil national de défense des ressources a calculé que les centres de données consommaient l'équivalent de 34 grandes centrales de charbon, soit l'équivalent de 500 mégaWatts. En utilisant la photonique intégrée, les centres seront en mesure de gérer des débits de trafic à l'échelle du Terabit et plus, avec des temps de communication de l'ordre de la nanoseconde tout en consommant moins d'énergie.

La photonique intégrée s'oriente alors vers plusieurs plateformes principales. Sur toutes ces plateformes, les possibilités d'intégrations ne sont pas exactement les mêmes, mais le bon confinement de la lumière et la bonne propagation de celle-ci dans des structures guidantes reste primordiale.

Premièrement, nous retrouvons le silicium, acteur de la révolution électronique, qui trouve parfaitement sa place dans des applications en photonique. Il bénéficie d'une maturité technologique qui permet une grande capacité d'intégration. Ainsi, et nous le montrerons en chapitre 2, il est envisageable d'intégrer un circuit optique de génération d'intrication complet sur une seule et même puce. Des variantes au silicium cristallin permettent également de compenser certains processus non désirés¹⁴. Nous retrouvons le nitrure de silicium, qui bénéficie d'une aussi bonne capacité d'intégration, avec un coefficient non-linéaire plus faible mais ne souffrant pas de ces processus non-linéaires non souhaités.

Deuxièmement, nous pouvons citer le niobate de lithium, ou $LiNbO_3$. Composant très couramment utilisé dans la photonique, de part ses efficacités non-linéaires optique-optique et électro-optique élevées, pour toutes les démonstrations d'intrication, ou encore de génération de photons uniques, le $LiNbO_3$ sera introduit et exploité dans le chapitre 3.

De plus, nous retrouvons certains semi-conducteurs qui sont également utilisés pour réaliser des lasers à semi-conducteurs. Notamment le GaAs ou l'InP [202, 203]. Ainsi, l'utilisation de ces plateformes permet l'intégration directe de sources de lumières laser. Par ailleurs, des démonstrations expérimentales exploitant d'autres plateformes sont reportés dans la littérature, notamment sur des chalcogénures [204, 205].

Enfin, chaque plateforme citée précédemment possède ses propres avantages. Les scientifiques essayent désormais d'associer certaines d'entre elles pour bénéficier des avantages de l'une avec les avantages d'une autre. Ainsi, nous voyons de plus en plus de développements hybrides, comme c'est le cas entre le niobate et le verre [206, 207], le silicium et le niobate de lithium [208, 209, 210] ou encore entre l'InP et le silicium [211].

1.4.5 Focus sur un pilier mature des technologies quantiques : la cryptographie quantique

Une des applications les plus immédiates lorsque l'on cumule l'utilisation de photons avec les propriétés de la physique quantique est, comme vu précédemment, la distribution quantique de clés secrètes (QKD). Elle se positionne comme le moyen le plus sûr d'établir des liens de communication. Il s'agit d'exploiter un protocole de cryptographie visant à établir une clé secrète partagée entre deux utilisateurs qui peut ensuite être utilisée pour crypter et décrypter un message. Un point crucial dans ce cas de figure est la détection d'une tierce personne qui serait en mesure d'espionner et d'intercepter de l'information. Outre le théorème de non-clonage, un aspect fondamental de la physique quantique intervenant ici est le fait que le processus de mesure d'un système quantique le perturbe. Ainsi, un potentiel espion n'aura d'autres choix que de mesurer le système et de fait, introduire des anomalies détectables. Les premiers protocoles inventés sont

14. Nous citons notamment les effets non-linéaires tels que l'absorption à deux photons, ou l'absorption de porteurs libres. Ces effets seront présentés dans le chapitre 2.

basés sur la manipulation de qubits individuels, comme c'est le cas pour le protocole de Bennett et Brassard BB84 [212, 213], basé sur l'existence de mesures incompatibles. En encodant une valeur binaire aléatoirement entre deux bases différentes de l'observable polarisation R (circulaire) et D (diagonal), par exemple, ce protocole permet de dissimuler l'information et donc de la distribuer secrètement. Ce caractère "furtif" émerge du fait qu'un utilisateur indésirable qui voudrait avoir accès à la chaîne de 0 et de 1 encodée de la sorte aurait dans tous les cas besoin de faire un choix de base d'analyse pour chaque mesure. Nous décidons dans ce manuscrit de développer simplement le protocole BB84, ce dernier étant le protocole phare lorsque l'on parle de cryptographie quantique.

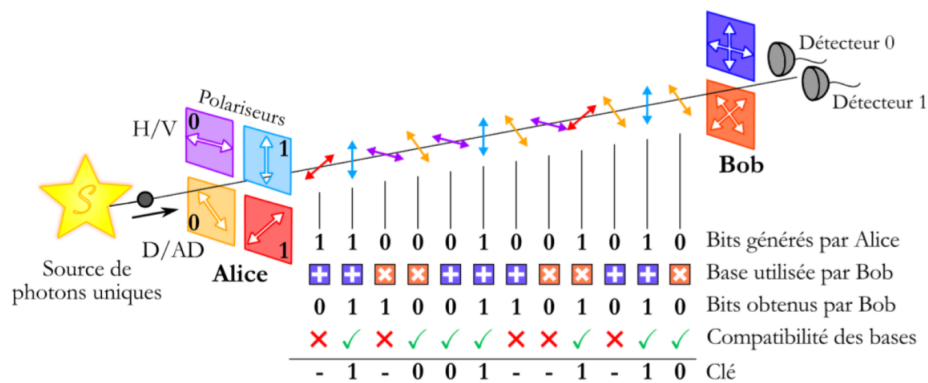


Figure 1.12 – Protocole BB84 à l'aide de l'observable photonique polarisation. Une source de photons uniques génère chez Alice des photons de polarisation aléatoirement horizontale (H), verticale (V), diagonale (D) ou anti-diagonale (A). Bob mesure ces photons soit dans la base H/V, soit dans la base D/A, choisie aléatoirement également. Seuls les bits d'information correspondants aux bases communes sont conservés pour établir la clef.

Nous distinguons trois phases principales qui peuvent être distinguées comme suit :

1. **Transmission des qubits :** Alice envoie à Bob une succession de photons encodés aléatoirement selon l'un des quatre vecteurs propres. De son côté, Bob choisit aléatoirement d'analyser les photons qu'il reçoit dans l'une de ces deux bases. Puisque les choix de préparation des qubits et les choix de bases d'analyse ne sont pas corrélés, il y a deux cas possibles :
 - Alice et Bob ont choisi la même base pour la préparation et l'analyse du qubit. Cela signifie que le résultat de la mesure du qubit chez Bob est déterministe et correspond au bit encodé par Alice.
 - Ils ne choisissent pas la même base. Cela signifie que les résultats de mesure chez Bob sont complètement aléatoires et qu'ils ne vont pas contribuer à l'établissement de la clef.

Lors de cette étape, Alice doit noter dans un registre les qubits qu'elle a encodé et Bob note de son côté les résultats de ses mesures et ses choix de base. Ils détiennent alors ce que l'on appelle une "clef brute".

2. **Phase de réconciliation** : Durant cette étape, Alice et Bob échangent publiquement leurs choix de bases de préparation et d'analyse afin de ne retenir que les cas où leurs choix ont coïncidé et où les photons ont effectivement été détectés par Bob. En aucun cas ils ne communiquent les valeurs des qubits préparés chez Alice ou mesurés chez Bob. Cette procédure leur permet de partager une suite identique de bits aléatoires, appelée "clef tamisée" (*sifted key* en anglais).
3. **Distillation de la clef** : Cette étape est nécessaire pour s'assurer que la clef n'est connue par personne d'autre. Paradoxalement, cela nécessite d'en divulguer une petite partie afin de calculer le taux d'erreur noté QBER¹⁵, égal à :

$$QBER = \frac{N_{err}}{N_{err} + N_{cor}}, \quad (1.34)$$

où N_{err} et N_{cor} représentent, respectivement, le nombre d'événements erronés (bits différents) et le nombre d'événements corrects (bits identiques). Deux contributions à ce taux d'erreur peuvent être distinguées : celles dues aux imperfections sur la ligne (éloignement, décohérence) d'une part, et celle due à l'influence d'un espion qui chercherait à connaître la clef secrète d'autre part. C'est alors à ce stade que les propriétés de la physique quantique permettent de révéler la présence d'un individu malveillant. Suivant les réalisations et les techniques de distillation, on peut définir un seuil à partir duquel on ne peut plus attester de l'absence d'un espion. Si ce critère n'est pas respecté, il ne faut donc pas utiliser la clef et on recommence le protocole du début.

Bien sûr, deux phases additionnelles de correction d'erreurs et d'amplification de la confidentialité sont possibles.

Il faut également savoir que des protocoles basés sur l'utilisation de paires de photons intriqués ont aussi été développés. Originellement par Ekert en 1991 [214], puis par Bennett à nouveau en 1992 [215]. L'idée est très similaire au protocole BB84, seule la mise en œuvre diffère car elle est basée sur l'utilisation de paires de qubits intriqués pour la première étape de transmission. Depuis, les démonstrations de QKD se succèdent, arrivant à un stade de maturité tel que la voie de la QKD spatial est désormais ouverte [12]. Le lecteur trouvera d'autres protocoles et les preuves expérimentales associées dans la section du manuscrit dédiée à la cryptographie quantique, en section 1.3.4.

15. *Quantum Bit Error Rate en anglais*

Le silicium pour la génération d'intrication

Ce deuxième chapitre est consacré à l'exploitation du Silicium comme plateforme de génération d'états intriqués. Dans un premier temps, nous motiverons le choix de cette technologie. Ensuite, nous montrerons par quel processus et dans quelles structures il est possible de générer de tels états. Nous illustrerons ces propos à travers une démonstration expérimentale d'une source de paires de photons intriqués démultiplexée spectralement. En fin de chapitre, nous discuterons des travaux en cours ainsi que des perspectives, notamment pour ce qui est de l'intégration des fonctions optiques. Il est important de noter que tous ces travaux sur silicium ont été réalisés en collaboration avec le laboratoire C2N¹, qui est en charge de la modélisation et de la fabrication de nos échantillons.

2.1 Photonique quantique sur silicium

La photonique sur silicium relève du développement de systèmes photoniques utilisant le silicium comme milieu optique. La maturité de cette technologie permet de concevoir des structures intégrées de très bonne qualité, permettant d'exploiter des processus non-linéaires pour la génération de photons. Nous montrerons que durant ces dernières années, la photonique sur silicium est devenue courante dans les laboratoires d'information quantique du monde entier.

2.1.1 Le silicium pour la photonique

La technologie du silicium est exploitée depuis des décennies pour les communications classiques, notamment grâce à des outils industriels avancés permettant de développer

1. *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies à Orsay*

de nombreux composants électroniques. Ainsi, la connaissance et les techniques de fabrication de plus en plus précis ont permis de façonner de plus en plus de micro et nano-composants. Depuis, le silicium est utilisé comme milieu optique dans bon nombre d'applications, donnant naissance au large domaine de la photonique sur silicium [216, 217, 218]. La conséquence de cette maturité technologique est la capacité d'intégration de composants sur puce. Il est désormais possible de créer de nombreux composants optiques de manière à réaliser des circuits optiques complets et compacts. Nous verrons en fin de chapitre comment tirer profit de cet avantage pour réduire considérablement la taille des dispositifs.

Il est également possible de créer des dispositifs hybrides, c'est-à-dire des dispositifs sur lesquels sont intégrés des composants électroniques et optiques [219]. Par conséquent, de nombreuses entreprises à vocation électronique, telles que IBM ou Intel, étudient activement la photonique sur silicium afin d'effectuer des inter-connexions optiques pour optimiser les performances de leur puces électroniques, notamment pour accélérer les vitesses de transfert de données.

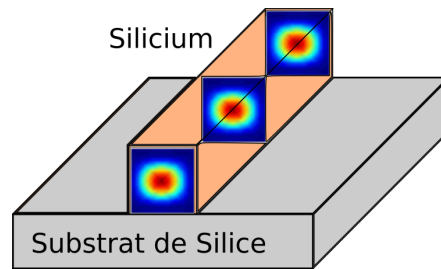


Figure 2.1 – Schéma configuration SOI. Un guide d'onde en silicium est inscrit sur un substrat en silice. Dû à la différence d'indice entre les deux matériaux, il est possible de confiner et de propager un mode du champ électromagnétique représenté ici.

Généralement, le silicium est déposé sur une couche de silice : nous parlons alors de SOI, pour *Silicon On Insulator*. La différence d'indice optique² entre le substrat de silice ($\simeq 1,45$) et le silicium ($\simeq 3,5$) confère à cet ensemble une capacité remarquable pour confiner la lumière. De nombreuses structures destinées à guider la lumière dans des structures en silicium ont donc été développées, celles-ci permettant des applications en communication quantique par exemple. De plus, les dispositifs fonctionnent aux longueurs d'ondes des télécommunications dans l'infrarouge vers 1550 nm, les rendant entièrement compatibles avec tous les systèmes à fibres optiques.

Enfin, la propagation de la lumière à travers ces dispositifs est régie par une gamme de phénomènes optiques non-linéaires comme l'effet Kerr, l'effet Raman, l'absorption à deux photons et les interactions entre photons et porteurs de charges libres. La présence de non-linéarités sur silicium est d'une importance fondamentale car elle permet des

2. Ici, les indices sont donnés pour la même longueur d'onde égale à 1550 nm.

applications telles que la conversion de longueur d'onde, le routage tout optique ou encore la génération de photons corrélés. Le processus mis en jeu pour ce dernier effet est celui de mélange à quatre ondes, et c'est ce que nous allons détailler dans la section suivante.

2.1.2 Etat de l'art

Dans la section suivante, nous présenterons la source de paires de photons intriqués que nous avons réalisée sur la plateforme silicium. Cette dernière, exploitant une stratégie de démultiplexage spectral (WDM), est totalement compatible avec les systèmes standards de communication. Le silicium est une plateforme prometteuse pour la photonique quantique depuis quelques années déjà, et à travers cette partie, nous souhaitons situer l'état de l'art et les réalisations existantes dans la littérature.

Récemment, entre 2012 et 2015, des travaux ont prouvé l'aptitude du SOI à produire des paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes [220, 221, 222, 223, 224, 225, 226]. De plus, le silicium cristallin (Si) présente un pic d'émission Raman très étroit (105 GHz) par rapport à la silice (10 THz), ce qui réduit considérablement les bruits parasites à large bande pour les applications dans la bande C des télécommunications (1530 - 1565 nm) [227]. Outre la capacité d'intégration et la compatibilité CMOS sur la plateforme SOI [228], ces deux aspects en font une technologie très prometteuse pour poursuivre les développements de dispositifs intégrés en photonique quantique. Ainsi, de nombreux groupes reportent des travaux de génération de paires de photons intriqués exploitant une stratégie de démultiplexage spectral [229, 222, 223, 230, 231, 232, 233]. A ce jour, ces sources basées sur silicium ont démontré des visibilités de franges d'interférences à deux photons supérieures à 95 % uniquement dans un seul canal de télécommunication [232] ou au contraire, se sont concentrées sur la démonstration de flexibilité en mesurant des visibilités plus faibles dans plusieurs canaux [233].

Au delà de la visibilité des franges d'interférences, les performances des sources se comparent par rapport à leur débit de production de paires. Une grande majorité des travaux reportés fonctionnent au kHz [234, 235, 228, 220, 236, 230, 237, 238, 239]. Cependant, notre source se classe parmi les réalisations supérieures au MHz avec un taux de production interne de 2 MHz pour une puissance de pompe de 500 μ W, soit une brillance spectrale au niveau de l'état de l'art avec une valeur de 400 paires/s/MHz [240, 225, 241, 223, 242].

Le travail que nous présentons ici s'attaque à ces deux problématiques simultanément. Pour ce faire, nous utilisons des anneaux résonants dont les propriétés opto-géométriques sont choisies de sorte à rendre l'émission des photons compatibles avec les canaux de télécommunications. Cette stratégie permet non seulement une compatibilité totale avec les systèmes standards actuels, mais également d'augmenter les débits de communication quantique en utilisant plusieurs canaux simultanément.

2.1.3 Processus de génération de photons sur silicium

Le processus non-linéaire qu'il convient d'exploiter pour la génération de photons est basé sur le tenseur non-linéaire d'ordre 3, le $\chi^{(3)}$. Plus précisément, il s'agit du mélange à 4 ondes spontané et dégénéré, illustré en figure 2.2. Ce dernier intervient spontanément lorsque le faisceau de pompe est suffisamment intense. Les photons impliqués dans le processus vont alors céder une partie de leur énergie pour créer deux nouveaux modes aux fréquences ω_s et ω_i . Les fréquences de ces deux ondes, appelées *signal* et *idler*, satisfont l'équation de conservation de l'énergie :

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (2.1)$$

Pour satisfaire cette équation (2.2), il existe une infinité de couples $(\omega_s; \omega_i)$ possibles. Toutefois, le processus n'est efficace uniquement si la condition d'accord de phase dans le matériau est assurée.

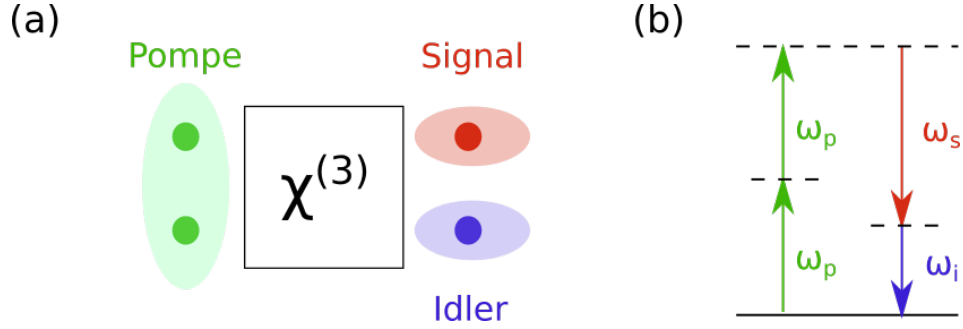


Figure 2.2 – Mélangement à 4 ondes dégénéré. Deux photons de pompe issus d'un laser sont incidents sur un milieu non-linéaire d'ordre 3. Il en résulte la création de deux photons nommés signal et idler, corrélés en énergie.

De manière générale, la condition d'accord de phase s'écrit :

$$\Delta k = 2k_p - k_s - k_i, \quad (2.2)$$

k_p, k_s, k_i étant respectivement les nombres d'ondes pour les faisceaux de pompe, de signal et d'idler.

Dans le cas d'un milieu peu dispersif, la condition d'accord de phase peut s'écrire comme [243, 244] :

$$\Delta k - 2\gamma P_{pompe} = 0, \quad (2.3)$$

où P_{pompe} représente la puissance de pompe et où γ est le coefficient non-linéaire du matériau, dépendant de son indice effectif n_2 et de son aire efficace d'interaction. L'écart à la condition de phase habituelle (2.2) est dû aux effets d'automodulation de phase de la pompe et de modulation croisée du signal et de l'idler par la pompe.

Dans nos travaux expérimentaux, nous nous affranchissons de ces effets non-linéaires d'élargissement spectraux en utilisant un laser continu, et nous pouvons alors considérer l'accord de phase brut qui s'écrit :

$$\Delta k = 2k_p - k_s - k_i \propto 2\beta(\omega_p) - \beta(\omega_s) - \beta(\omega_i), \quad (2.4)$$

où $\beta(\omega)$ est la constante de propagation du milieu à la fréquence ω . Lorsque le milieu est peu dispersif, l'indice de réfraction n_ω est sensiblement le même pour les trois fréquences et peut se mettre en facteur. La condition d'accord de phase peut alors s'écrire de façon équivalente en fonction de β . En développant $\beta(\omega)$ en série de Taylor et en définissant $\Omega = \omega_p - \omega_s > 0$ et β_m la notation de dérivée m-ième de β_ω prise en $\omega = \omega_p$, le désaccord de phase peut s'écrire :

$$\Delta k \simeq -\Omega^2(\beta_2(\omega_p) + \Omega^2\beta_4(\omega_p)). \quad (2.5)$$

Les termes d'ordres 2 et 4 étant généralement suffisant pour décrire la plupart des phénomènes physiques, les termes d'ordres supérieurs ont volontairement été omis. La dérivée seconde de la constante de propagation représente la vitesse de groupe du milieu et la longueur d'onde à laquelle cette dernière s'annule est appelée longueur d'onde de dispersion nulle, et se note Λ_{ZD} (zero-dispersion). On parle de régime de dispersion anormal quand $\beta_2(\Lambda_{ZD}) < 0$ et de régime normal lorsqu'elle est strictement positive.

Dans la plupart des situations, le terme d'ordre 4 est petit devant celui d'ordre 2. De façon générale, il est nécessaire de travailler en régime de dispersion anormal pour respecter la condition d'accord de phase qui impose la relation suivante :

$$\beta_2(\omega_p) + \Omega^2\beta_4(\omega_p) < 0, \quad (2.6)$$

pour compenser le terme non-linéaire dans cet accord de phase. Dans notre cas de régime de pompe continu, il faut seulement satisfaire la condition d'accord de phase brute (2.4). Nous voulons donc idéalement annuler cette expression, et pour ce faire, nous cherchons à travailler autour de la valeur du zéro de dispersion ($\beta_2 \approx 0$). Ainsi, à défaut d'être nul, Δk sera minimisé. Nous montrerons par la suite, avec des simulations de structures utilisées expérimentalement, que la tolérance de l'accord de phase et les régions de zéro de dispersion sont des critères que nous devons prendre en compte dans les choix de nos structures finales.

2.2 Micro-résonateurs intégrés sur puce

Dans cette section, il est question d'identifier les structures dans lesquelles le processus non-linéaire a lieu. Nous montrons l'influence de la géométrie sur l'efficacité du processus non-linéaire.

2.2.1 Injecter de la lumière sur puce

La première étape expérimentale est d'injecter la lumière dans ces puces. Compte tenu des dimensions sub-micrométriques des structures sur silicium, le couplage en entrée et en sortie peut être difficile. Toutefois, avoir le meilleur couplage possible est essentiel de manière à minimiser les pertes sur les paires de photons générés et également pour bénéficier d'un meilleur point de stabilité. Ainsi, en utilisant des fibres optiques, nous avons étudié deux manières distinctes de coupler la lumière :

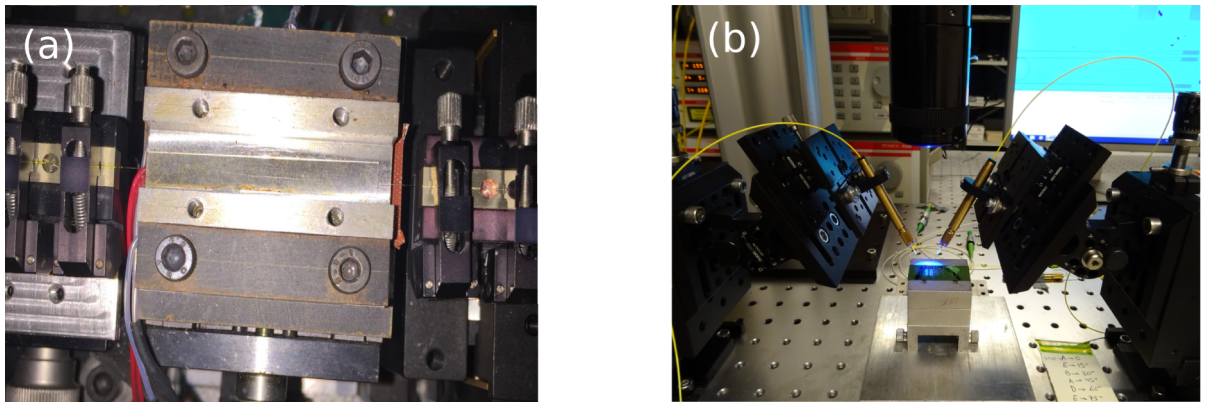


Figure 2.3 – Photographies de dispositifs expérimentaux. (a) Injection par le côté de la puce (b) ; Injection par le haut dans des réseaux de couplage.

- **Par le côté (Fig. 2.3 (a))** : dans ce cas, la lumière est directement injectée dans la structure guidante. Pour des raisons pratiques et pour minimiser les pertes, les guides sont effilés (jusqu'à $3 \mu\text{m}$ au niveau des facettes), et les fibres sont micro-lentillées, avec une ouverture numérique très large permettant de s'adapter parfaitement aux modes des guides. Il s'agit des premières techniques d'injection que nous avons utilisées, et les pertes de couplage mesurées étaient de 10 dB par facette. De plus, cette technique d'injection est très sensible selon le réglage en hauteur, aussi le moindre mouvement de la fibre peut détériorer le couplage. Cette méthode a donc été rapidement abandonnée pour utiliser des réseaux de couplage.
- **Par le dessus (Fig. 2.3 (b))** : cette méthode consiste à graver sur la puce un réseau de couplage tel qu'illustré en figure 2.4 (b). Il suffit de disposer la fibre sur la zone du réseau de couplage selon un angle donné. Le réseau diffracte alors la lumière dans la structure guidante, la longueur d'onde favorisée dépendant de cet angle d'incidence. Typiquement, pour atteindre notre longueur d'onde de travail de 1550 nm, l'angle doit se situer autour de 30 degrés. La figure 2.4 (a) montre la transmission de notre dispositif composé du réseau de couplage d'entrée de puce, et de celui de sortie de puce. Il est alors possible de lire que les pertes totales sont de 10 dB, c'est-à-dire 5 dB par réseau de couplage. Ces pertes de couplage étant

d'une importance critique pour nos travaux expérimentaux, il est important de noter que l'utilisation de liquide d'indice permet d'atteindre une valeur de 3 dB par réseau. Ce liquide, dont l'indice est proche de celui de la fibre optique permet de réduire la différence d'indice à l'interface entre la fibre optique et la puce.

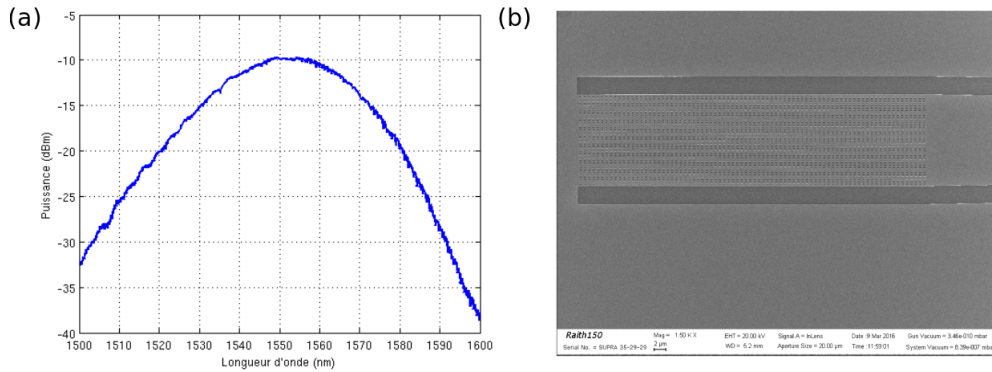


Figure 2.4 – Réseaux de couplage. (a) Courbe de transmission d'un réseau de couplage (b); Image de microscope électronique à balayage d'un réseau de couplage.

2.2.2 Géométrie des micro-résonateurs

L'efficacité du processus non-linéaire de génération de paires de photons dans de simples guides d'ondes silicium étant faible, nous avons choisi de travailler avec des structures guidées couplées à une cavité résonante en forme d'anneau tel qu'illustré en figure 2.5. Ainsi, par cette stratégie, le faisceau de pompe issu du laser est couplé de manière évanescente dans la cavité en anneau, cela permettant alors d'augmenter la distance effective d'interaction avec le milieu non-linéaire.

La première étape de notre travail consiste à déterminer la géométrie et les dimensions de ces structures. Toutes les grandeurs importantes dont nous discuterons sont représentées sur le schéma proposé en figure 2.6.

- **Les dimensions des guides d'ondes** : afin de minimiser le désaccord de phase, nous avons vu qu'il était nécessaire de travailler proche de la longueur d'onde de dispersion nulle. Comme dans différents travaux [245, 246, 247, 248], nous avons également réalisé des simulations sur différentes structures, celles-ci se trouvent en figure 2.7. Ces simulations représentent la valeur de dispersion en fonction de la longueur d'onde. Pour les réaliser, nous avons modélisé tous les guides d'ondes à notre disposition, en utilisant le logiciel COMSOL, afin d'en extraire l'indice effectif n_{eff} . En prenant la dérivée seconde de cet indice effectif et en multipliant par le facteur $\frac{\lambda}{c}$, nous avons calculé et tracé la dispersion en fonction de la longueur d'onde.

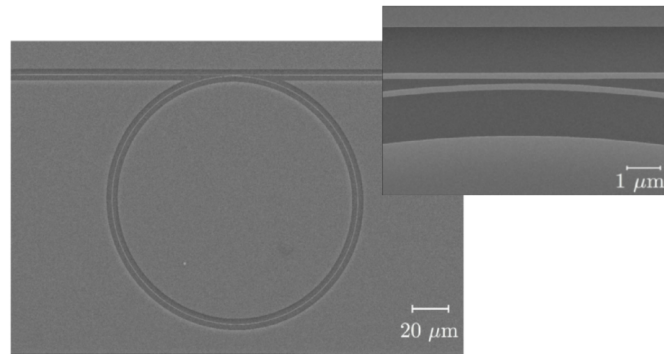


Figure 2.5 – Image au microscope électronique. La structure typique utilisée pour augmenter l'efficacité du mélange à 4 ondes : un micro-résonateur en anneau couplé de manière évanescente à un guide d'onde droit, lequel apporte l'énergie du laser de pompe. La distance entre ces deux structures est de l'ordre de quelques nanomètres comme montré dans l'encart.

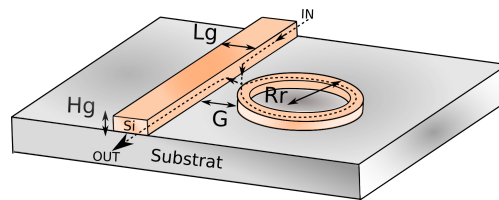


Figure 2.6 – Schéma d'une structure typique. Les grandeurs géométriques dont nous discutons sont répertoriées sur ce schéma. L_g : largeur des guides ; H_g : hauteur des guides ; R_r : rayon des anneaux résonants ; G : distance entre le guide droit et l'anneau.

Puisque nous souhaitons travailler à une longueur d'onde d'environ 1550 nm, les structures les plus adaptées sont celles d'une largeur de 600 et 650 nm comme le montrent les calculs de dispersion effectués en image 2.7. De plus, afin de travailler avec des guides monomodes, il est nécessaire de restreindre les largeurs de guides. Nous avons constaté qu'au delà de 650 nm, tous les guides modélisés sont fortement multimodes. Ainsi, pour toutes ces raisons, nous travaillerons avec des structures dont les dimensions sont $650 \times 220 \text{ nm}^2$ ³.

- **Les dimensions des anneaux résonants** : les anneaux résonants sont des guides d'onde en forme d'anneau, formant une cavité résonante pour certaines longueurs d'onde. Par conséquent, les dimensions seront celles des guides d'ondes simples déterminées précédemment. Cependant, le rayon de ces anneaux est également très important. C'est pourquoi nous avons fabriqué des échantillons de test avec trois rayons différents : 17.5, 35, et 70 μm . Ce choix de rayon nous permet,

3. A noter que la hauteur de 220 nm est fixé par les wafers utilisés au C2N.

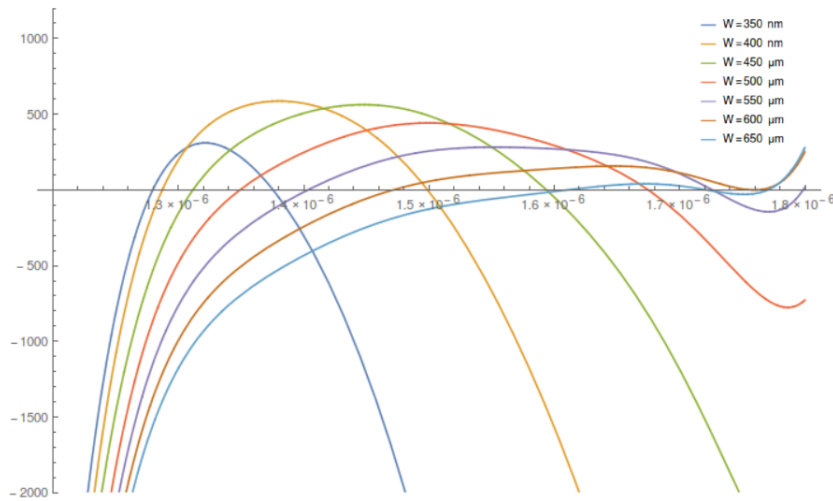


Figure 2.7 – Calculs de dispersion. Le graphique montre la valeur de dispersion en fonction de la longueur d’onde. Cette simulation a été menée pour différentes largeurs de guides, toutes réalisées sur nos échantillons.

premièrement d’étudier de manière claire l’influence du rayon avec des variations d’un facteur 2. De plus, autour de ces valeurs, l’intervalle spectral libre dont nous parlons ultérieurement, est compatible avec les travaux que nous voulons réaliser et également avec la grille des télécommunications.

- **La distance séparant les deux structures**, appelée *gap*. Ce paramètre agit sur le régime de couplage dans lequel nous travaillons. En effet le régime optimal pour maximiser les effets non-linéaires est celui du régime de couplage critique [249, 248]. Dans ce cas, l’intensité de laser de pompe couplée dans la cavité permet de compenser exactement les pertes de propagation de celle-ci. A contrario, en régime de sous-couplage, le taux de couplage n’est pas suffisant et la puissance au sein de la cavité n’est pas assez grande, alors qu’en régime de sur-couplage, la puissance dans la cavité ne sera pas maximale, celle-ci ayant tendance à sortir dès le premier tour dans l’anneau. Physiquement, cette notion de couplage critique peut être comprise comme un phénomène d’interférence entre la lumière circulant dans l’anneau et celle se propageant dans le guide droit. Lorsque les intensités sont les mêmes, alors l’interférence est maximale. Ainsi, en transmission dans le guide droit, il y a interférence destructive totale : toute la lumière est dirigée vers l’anneau. Finalement, on comprend bien que ce *gap* dépend des dimensions du guide choisi. En effet, plus le guide droit est large, moins le champ y est confiné, et plus il faut le rapprocher de la cavité en anneau pour conserver cette même valeur du couplage évanescent critique.

2.2.3 Caractérisations des échantillons

Pour caractériser ces résonateurs et étudier l'influence des paramètres cités précédemment, nous devons être en mesure d'observer la réponse de notre système. Pour cela, nous utilisons le dispositif schématisé en figure 2.8 qui permet, à l'aide d'un laser accordable en longueur d'onde, de retracer le spectre de transmission.

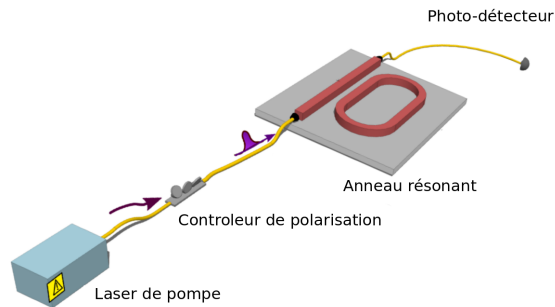


Figure 2.8 – Dispositif expérimental. Banc de caractérisation classique dans lequel un laser accordable est couplé dans le système composé du guide droit et de la cavité en anneau. La puissance de sortie est mesurée via un photo-détecteur.

Un spectre de transmission typique obtenu avec ce dispositif est proposé en figure 2.9. Outre la modulation due au réseau de couplage, différentes grandeurs peuvent être ex-

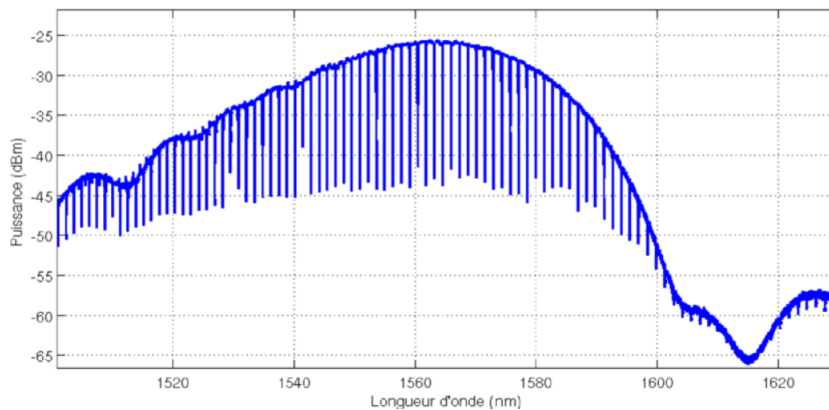


Figure 2.9 – Spectre de transmission. Mesure de la transmission obtenue à l'aide du dispositif expérimental schématisé en figure 2.8. Ce spectre est celui de référence, et a été obtenu pour les paramètres géométriques suivants : largeur = 650 nm, rayon = 70 μm , gap = 90 nm.

traies de ces courbes de transmission.

- Premièrement, le facteur de qualité Q , lié aux pertes dans la cavité, s'exprimant comme :

$$Q = \frac{\lambda}{2\delta\lambda}, \quad (2.7)$$

avec $2\delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur des résonances de forme lorentziennes :

$$FWHM = 2\delta\lambda = \frac{\kappa^2\lambda^2}{2\pi^2 R n_{eff}}, \quad (2.8)$$

où n_{eff} est l'indice effectif de réfraction et κ la constante de couplage. Ainsi, plus le rayon de l'anneau augmente, moins son rayon de courbure sera important et moins il y aura de perte de propagation. En conséquence, plus le rayon de l'anneau est grand, plus le facteur de qualité sera grand [250]. En effet, le mode étant centré dans le guide, les pertes par diffusion sur les bords diminuent. Par exemple, nous avons mesuré un facteur de qualité de 80 000 pour nos anneaux de 70 μm de rayon, et seulement 15 000 pour nos anneaux de 17,5 μm de rayon. De manière générale, le facteur de qualité est un témoin de qualité de fabrication, et jouant aussi sur l'efficacité de génération de paires, il réunit les groupes de recherches orientés sur l'aspect fabrication et les équipes qui exploitent ces puces photoniques. Ainsi, de nombreux travaux sont reportés dans la littérature [251, 252, 253, 239].

- Ensuite, l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité est lui aussi inversement proportionnel au rayon, s'écrit :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{n_g 2\pi R}, \quad (2.9)$$

avec n_g l'indice de réfraction de groupe.

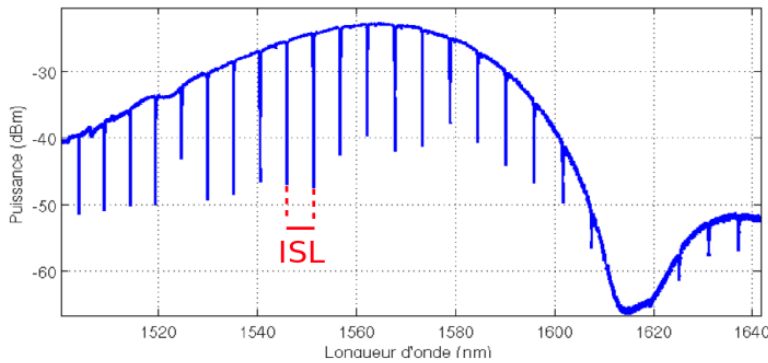


Figure 2.10 – Spectre de transmission. Rayon de l'anneau résonant égal à 17,5 μm . L'intervalle spectral libre est mesuré à 5.4 nm.

Le rayon, permet donc également d'ajuster l'espacement des résonances comme illustré en figure 2.10, où l'ISL a été mesuré à 5.4 nm pour un rayon de 17.5 μm

contre 1.36 nm pour le spectre de référence de la figure 2.9 associé à un rayon de $70 \mu\text{m}$. Le choix de l'ISL sera crucial par la suite lorsque nous discuterons, dans la section suivante, de démultiplexage spectral.

- Enfin, la profondeur des résonances. Cette dernière dépend du régime de couplage dans lequel nous travaillons. En effet, comme le montre la figure 2.11, pour des

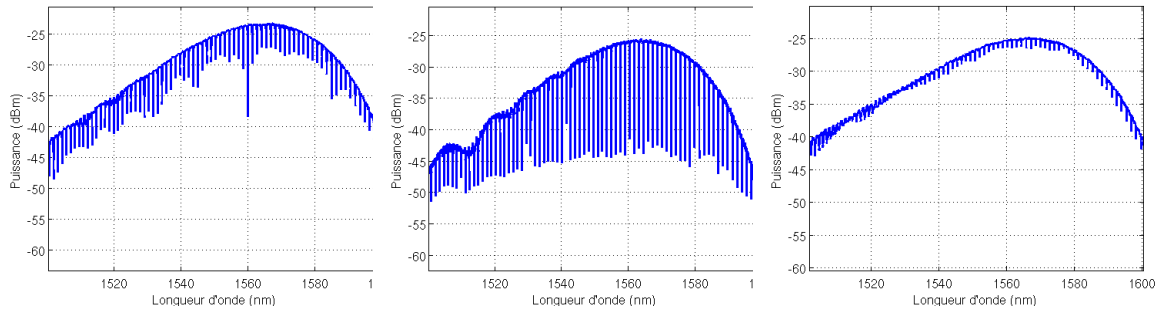


Figure 2.11 – Importance du couplage. Trois courbes de transmission pour des paramètres géométriques identiques. Seul le gap varie : (a) gap = 30 nm : régime de sur-couplage (b) gap = 90 nm : régime de couplage critique (c) gap = 210 nm : régime de sous-couplage.

mêmes paramètres géométriques de guide et d'anneau, il est possible de détruire totalement les résonances de la cavité. D'après nos travaux expérimentaux, le gap optimal dans le cas du couplage critique se situe autour de 100 nm pour un anneau de rayon de $70 \mu\text{m}$ alors qu'il est de 30 nm pour un anneau de $17,5 \mu\text{m}$.

Beaucoup de grandeurs, bien souvent liées entre elles, interviennent ici. La meilleure combinaison de paramètres géométriques n'est pas triviale et résulte en général d'un compromis à faire. Par exemple, il est préférable d'avoir le plus grand facteur de qualité, pour bénéficier d'une cavité optimale. Cependant, il s'avère que la puissance générée par mélange à quatre ondes est inversement proportionnelle au rayon de la cavité. Nous avons fait le choix de favoriser le facteur de qualité, et donc les grands rayons, ces derniers nous donnant également des profondeurs des résonances plus intéressantes, de l'ordre de 15 dB.

2.3 Peigne de fréquence et démultiplexage spectral

Le fait d'exploiter des cavités nous permet de bénéficier de résonances nous offrant naturellement un peigne de fréquence. Nous pouvons, grâce à cela, générer des paires de photons de manière discrète à des longueurs d'ondes précises, et ainsi par une stratégie de démultiplexage spectral exploiter directement les canaux standards des télécommunications. Nous montrerons également dans cette section, comment révéler l'intrication sur les photons générés par mélange à quatre ondes.

2.3.1 Spectre d'émission de photons

Dans les échantillons que nous avons caractérisé auparavant, nous avons pu voir un spectre de transmission composé de résonances. Sélectionnons dans un premier temps uniquement trois résonances. Le choix des résonances se fait selon deux critères :

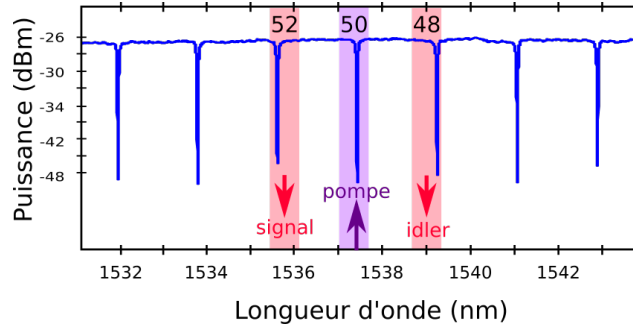


Figure 2.12 – Zoom sur quelques résonances. Nous exploitons la résonance centrale pour pomper notre milieu non-linéaire. Les faisceaux de signal et idler sont générés et collectés aux longueurs d'ondes des résonances adjacentes.

- Premièrement, celles-ci doivent présenter une profondeur suffisamment grande pour pouvoir être efficacement utilisées. Typiquement, une résonance de l'ordre de 10 dB et plus sera intéressante. En deçà de cette valeur, le processus non-linéaire restera peu efficace, et l'intérêt d'utiliser une cavité résonante sera perdu.
- Deuxièmement, les longueurs d'ondes des résonances. En effet, nous allons voir par la suite que pour isoler les paires de photons générés, il faut filtrer très fortement le laser de pompe. Ainsi, en fonction des composants à disposition, nous privilégions certaines longueurs d'ondes de résonance plutôt que d'autres.

Comme on peut le voir sur la figure 2.12, la longueur d'onde de la résonance centrale est choisie pour exciter le milieu non-linéaire avec le laser de pompe, tandis que les paires de photons signal et idler générées sont récoltées dans les résonances adjacentes. D'un point de vue expérimental, il existe trois étapes pour générer et collecter efficacement des paires de photons.

Premièrement, il faut exciter la cavité avec un laser propre. Par propre, nous entendons que son rapport signal sur bruit doit être le plus grand possible. Notamment, il est important de nettoyer son spectre avec un filtre passe-bande, centré sur la longueur d'onde centrale d'émission, afin de se débarrasser des composantes dues à l'émission spontanée amplifiée (ASE).

Ensuite, il est relativement simple d'exciter la résonance⁴. Une fois que la longueur d'onde de résonance est approximativement connue, il suffit de se placer à proximité

⁴ Cette façon d'exprimer que nous avons bien choisi une longueur d'onde qui est résonante dans la cavité est un abus de langage qui facilite le discours.

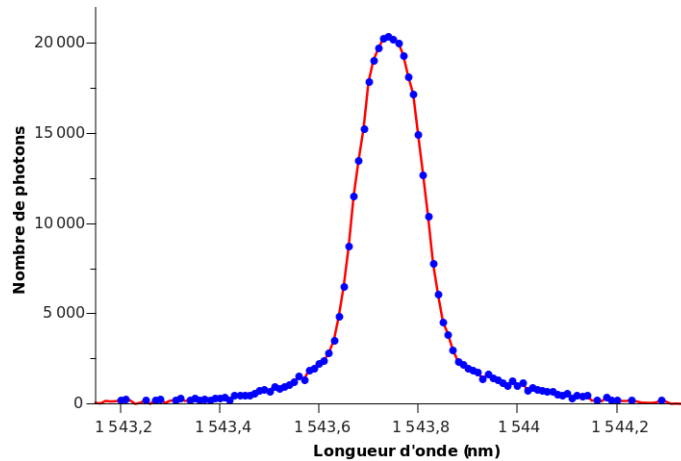


Figure 2.13 – Signal de SFWM. Spectre du signal détecté à l'aide d'une photodiode à avalanche (opérée en régime de photon unique).

de cette dernière, d'ajuster la longueur d'onde du laser sur quelques picomètres, puis de minimiser la puissance à la sortie de la puce. Une fois ceci effectué, il devrait être possible de collecter les photons aux longueurs d'ondes associées aux résonances signal et idler.

Enfin, avant de positionner des détecteurs à comptage de photons, il faut filtrer le laser de pompe. En effet, celui-ci étant très intense comparé au flux de photons généré, il faut le filtrer de manière importante pour ne pas polluer le signal. Typiquement, il est nécessaire d'avoir un taux de filtrage de l'ordre de 100 dB pour se débarrasser complètement de la pompe après la puce. En effet, l'efficacité η_{FWM} de la génération de paires par FWM est de l'ordre de 10^{-8} . Pour ce faire, nous utilisons des filtres passe-bande offrant 50 dB de réjection (Yenista XTM-50), sur une bande passante de 1 nm afin d'isoler le signal que l'on souhaite collecter.

La figure 2.13 montre le signal typique que l'on obtient si l'on s'intéresse uniquement à la longueur d'onde correspondant à la résonance d'idler. Pour vérifier que le pic peut véritablement être assimilé à du mélange à quatre ondes spontané, on mesure la quantité de signal en fonction de la puissance de pompe injectée. La courbe obtenue est montrée en figure 2.14. La courbe d'ajustement en rouge montre la tendance parabolique prédite par la théorie pour un processus non linéaire de type χ^3 [220, 254]. L'écart observé pour nos deux derniers points est dû à l'apparition de processus inélastiques d'absorption à partir d'une certaine intensité de pompe.

Parmi les phénomènes d'absorption multi-photoniques, nous trouvons l'absorption à deux photons (*two-photon absorption*, TPA) et l'absorption par porteurs libres (*free-carrier absorption*, FCA). En plus d'augmenter les pertes dans les structures guidantes, ces processus peuvent créer des changements d'indice de réfraction, entraînant une déformation des résonances [255]. Comme le montre la figure 2.15, ces dernières

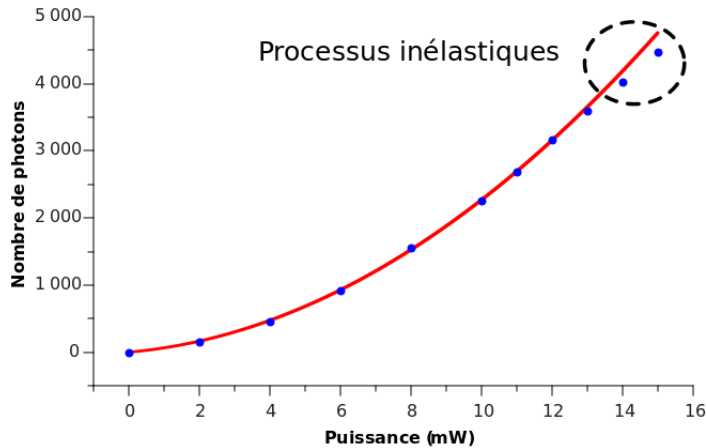


Figure 2.14 – Génération SFWM en fonction de la pompe. Les points expérimentaux (cercles bleus) suivent un comportement parabolique (ligne rouge) jusqu'à une valeur seuil d'environ 13 mW. Au-delà, un phénomène de saturation apparaît en raison des processus inélastiques que sont l'absorption à deux photons ou l'absorption par porteurs libres.

s'élargissent, se décalent vers les hautes longueurs d'ondes et sont considérablement moins profondes. Lors de l'étude que nous avons menée, nous avons utilisé un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium (EDFA) pour pouvoir favoriser grandement ces processus non désirés, et voir leur effet. Ainsi, nous avons augmenté la puissance de pompe jusqu'à plus de 150 mW. Cette étude nous amène donc à choisir une puissance de pompe limite pour la suite de nos travaux. Toutefois, cette limitation n'est pas un facteur limitant pour nos expériences car le silicium possède un très fort coefficient non-linéaire.

2.3.2 Stratégie de démultiplexage spectral

Toutes les applications de communication quantique sont destinées à sortir des laboratoires. De plus, grâce aux progrès faits dans le domaine des télécommunications, il est possible d'envisager le déploiement à grande échelle de réseaux de communication en exploitant la technologie des fibres optiques notamment.

Afin de standardiser les échanges, l'Union Internationale des Télécommunications (ITU) a mis en place une grille universelle de fréquences composée de canaux autorisés pour les systèmes de communication. La grille de fréquences la plus communément utilisée pour la communication par fibre optique est celle du multiplexage en longueur d'onde (DWDM⁵) centré autour de 1550 nm et définie par ITU-T G.694.1.

Afin d'exploiter au mieux l'émission sur une large gamme de fréquences de nos paires de photons dans le cadre de la communication quantique, nous avons choisi de faire correspondre chacune des résonances à des canaux spectraux de la grille ITU des

5. *Dense Wavelength Division Multiplexing.*

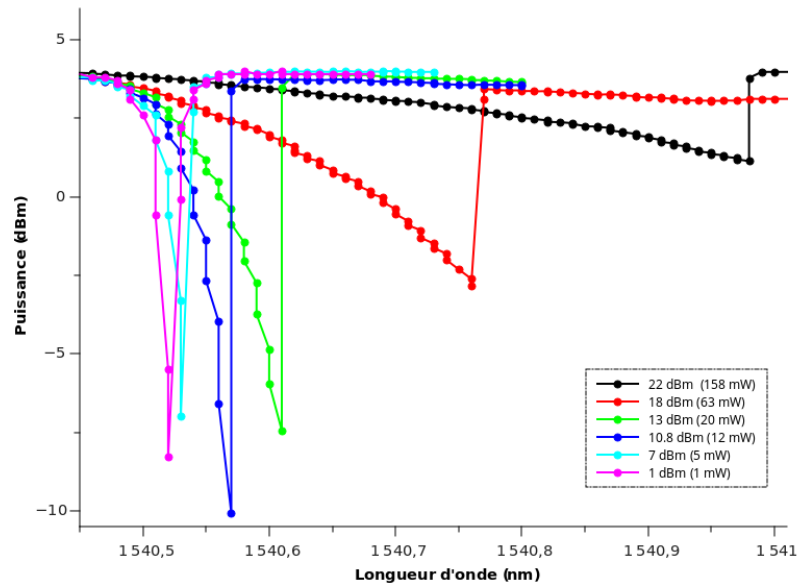


Figure 2.15 – Résonances en fonction de la pompe. Influence de la puissance de pompe sur le comportement des résonances. La courbe violette montre une résonance tout à fait normale ($P = 1$ mW), tandis que la courbe noire montre une résonance complètement déformée par les processus inélastiques d'absorption ($P = 158$ mW).

télécommunications à l'aide de composants standards que sont les DWDM. L'importance sur le choix du rayon de l'anneau résonant apparaît donc clairement ici, puisque cette valeur influe directement sur l'ISL.

Le principe est illustré en figure 2.16 où la longueur d'onde du laser de pompe est aligné sur le canal 50 à $\lambda = 1537.40$ nm. Par conséquent les paires de photons générées peuvent directement être collectées dans les canaux ITU. Par exemple, une première paire de photons est collectée dans la paire de canaux 48/52, une seconde paire dans la paire de canaux 45/55 tandis qu'une troisième paire est collectée dans les canaux 43/57. L'avantage de cette stratégie de démultiplexage spectral est double. Premièrement, le débit d'information de la source de paires de photons est augmenté proportionnellement au nombre de canaux exploités. De plus, en utilisant des composants standards des télécommunications, la source est totalement compatible avec la grille des télécommunications, et donc peut directement être implémentée dans des applications standards.

2.3.3 Analyse de l'intrication énergie-temps

A ce stade de l'expérience, nous sommes en mesure de générer des photons corrélés en énergie et en temps, de les isoler en filtrant le faisceau de pompe, et de les démultiplexer

Canal (#)	Fréquence (GHz)	Longueur d'onde (nm)	Canal (#)	Fréquence (GHz)	Longueur d'onde (nm)
38	193800	1546.92	48	194800	1538.98
39	193900	1546.12	49	194900	1538.19
40	194000	1545.32	50	195000	1537.40
41	194100	1544.53	51	195100	1536.61
42	194200	1543.73	52	195200	1535.82
43	194300	1542.94	53	195300	1535.04
44	194400	1542.14	54	195400	1534.25
45	194500	1541.35	55	195500	1533.47
46	194600	1540.56	56	195600	1532.68
47	194700	1539.77	57	195700	1531.90

Table 2.1 – Grille des télécommunications. Canaux que nous avons les plus souvent exploités. Chacun des canal est large de 100 GHz, soit 800 pm à 1550 nm.

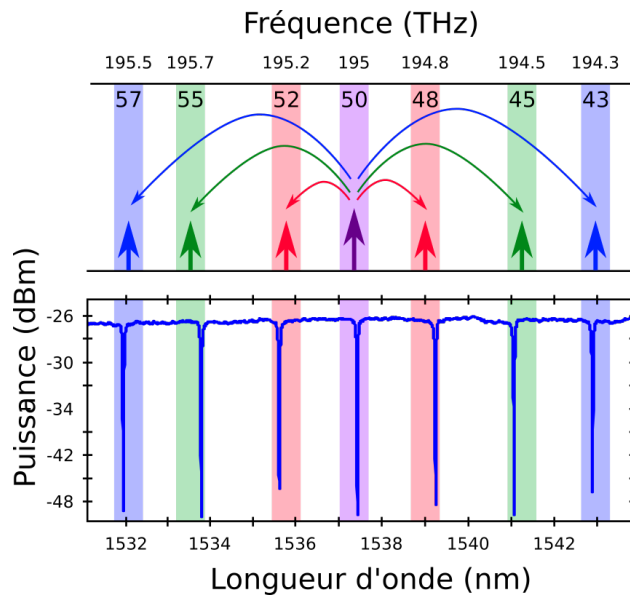


Figure 2.16 – Multiplexage spectral. Chacune des résonances correspond à un canal ITU. Le laser de pompe est centré à $\lambda = 1537.40$ nm sur le channel 50 tandis que les paires de photons sont récoltés dans les paires de canaux 48/52, 45/55, 43/57.

en longueur d'onde selon les canaux ITU. Dans cette section, nous allons présenter notre méthode pour mesurer la qualité d'intrication en énergie-temps.

En 1989, Franson présente un schéma pour mesurer la qualité d'intrication énergie-temps [197]. Originellement, celui-ci requiert l'utilisation de deux interféromètres, un

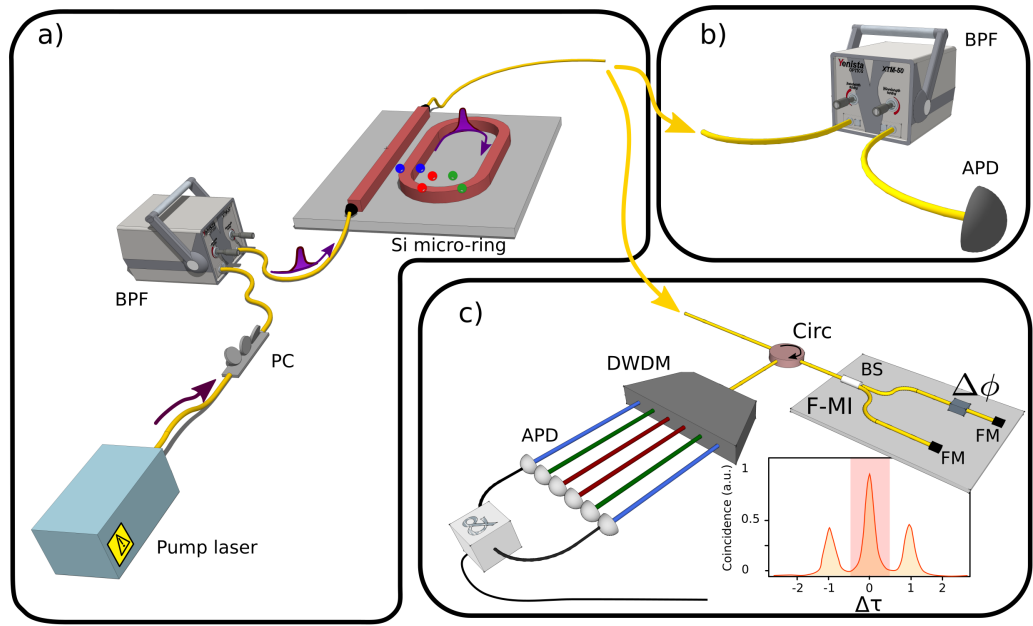


Figure 2.17 – Schéma de Franson replié. (a) Le laser de pompe, filtré par un filtre passe bande (BPF), est envoyé dans la cavité en anneau où des paires de photons sont générées. (b) Le laser de pompe est ensuite filtré en utilisant un second filtre (BPF). (c) Les photons corrélés sont ensuite envoyés dans un interféromètre de Michelson (F-MI) avant d’être séparés spatialement par le DWDM.

pour chacun des photons de la paire générée. Cependant, il a également démontré qu’il était possible d’utiliser un seul et unique interféromètre, avant de séparer spatialement les deux photons [197]. Cette méthode, appelée Franson-replié, présente des avantages pratiques. Beaucoup plus simple à mettre en place, elle ne nécessite pas d’égaliser les longueurs et de stabiliser deux interféromètres de la même manière. Cette méthode est schématisée en figure 2.17

L’exploitation de l’observable énergie-temps repose sur le manque d’information concernant le temps de création des paires de photons durant le temps de cohérence du laser de pompe. En pratique, les photons générés sont envoyés dans un interféromètre déséquilibré tel qu’illustré en figure 2.18. Par conséquent, ils peuvent soit prendre les mêmes chemins (dénotés short-short, ou long-long), soit des chemins différents (long-short, short-long). Ces quatre contributions sont discernées en mesurant le temps d’arrivée des photons signal par rapport aux photons idler en utilisant de l’électronique de coïncidence standard (TIA⁶). L’histogramme de coïncidences ainsi obtenu contient trois pics, associés à chaque contribution, et est présenté en figure 2.18 (b).

Pour garantir une bonne qualité d’intrication, le système interférométrique d’analyse

6. *Time Interval Analyzer.*

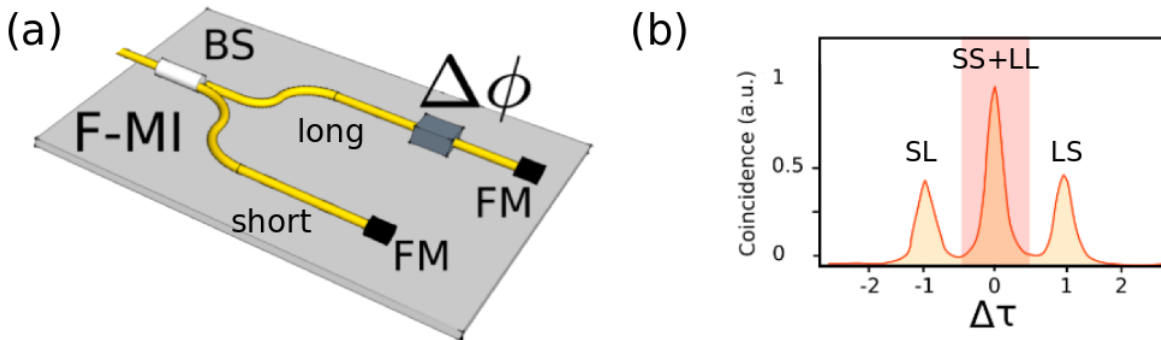


Figure 2.18 – Révéler l'intrication. (a) Schéma d'un interféromètre de Michelson déséquilibré utilisé en configuration Franson-replié avec l'utilisation de miroirs de Faraday (FM) (b) Histogramme de coïncidences obtenue à la sortie d'un interféromètre déséquilibré.

doit vérifier deux conditions principales. Premièrement, la différence de temps de propagation entre les deux bras de l'interféromètre, noté ΔT , doit être :

- supérieure au temps de cohérence des photons uniques générés ($\tau \sim 100$ ps, d'après les largeurs des résonances) pour éviter les interférences à photon unique.
- inférieure au temps de cohérence du laser de pompe ($\tau \sim 100$ ns) de manière à obtenir une superposition cohérente entre les contributions short-short et long-long du pic central de l'histogramme des coïncidences.

Deuxièmement, la phase de l'interféromètre doit être stable durant la totalité de la mesure. Pour ce faire, nous avons mis en place un système de stabilisation active de la phase. Le principe est le suivant : un laser de référence (RIO Orion) est injecté dans l'interféromètre en contra-propagatif par rapport aux flux de photons. La phase relative entre les deux bras de l'interféromètre est contrôlée via une mesure d'intensité et un actuateur piezo-électrique placée sur le bras long de l'interféromètre pour compenser toute fluctuation non désirée de la phase. La fréquence de notre schéma de stabilisation est de 300 Hz, suffisamment rapide pour garantir une stabilité de $\Delta\phi < \frac{2\pi}{50}$.

Pour observer les interférences à deux photons, il est nécessaire d'isoler les contributions indiscernables donnant naissance au pic central de l'histogramme de coïncidences, comme sur ceux présentés en figure 2.19. En post-sélectionnant ces événements, nous montrons que ceux-ci sont modulés suivant une oscillation sinusoïdale en fonction de la phase des deux photons, $\Delta\phi$, à savoir la somme des phases acquises par les deux photons individuels dans l'interféromètre. Nous avons exploité les différents canaux ITU que nous offre notre composant DWDM, et avons ainsi mesuré les franges d'interférences à deux photons dans quatre paires de canaux. Pour cela, nous avons effectué tour à tour les mesures dans les paires de canaux 48/52, 45/55, 43/57 et 41/59, chacun situés de manière symétrique de part et d'autre du canal 50, exploité pour le laser de pompe.

Comme le montre la figure 2.20, nous obtenons une modulation sinusoïdale du taux

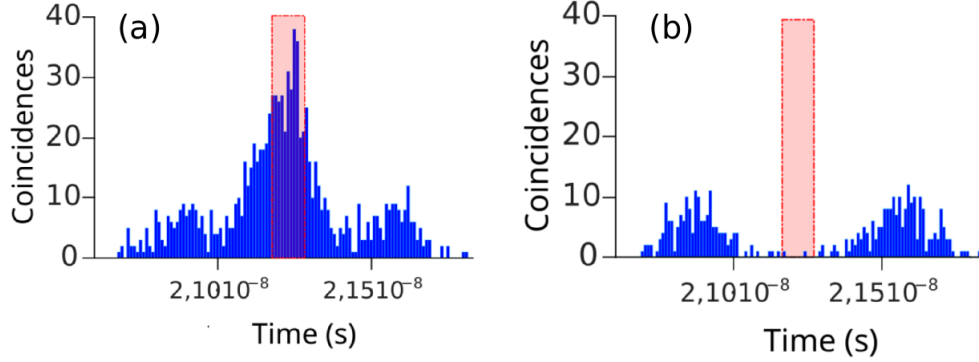


Figure 2.19 – Histogrammes de coïncidences. Résultats expérimentaux obtenus pour deux points de phases particuliers. La figure (a) correspond à un maximum d'interférence tandis que la (b) correspond à un minimum. La partie rouge correspond à la partie centrale de l'histogramme, c'est-à-dire au pic sur lequel la post-sélection des événements indiscernables a été effectuée.

de coïncidence en fonction de la phase. Pour chacune des mesures effectuées, les données expérimentales ont été ajustées par une fonction sinusoïdale en utilisant uniquement des paramètres d'ajustement libres. La qualité de l'état intriqué mesuré est certifiée par la visibilité des franges d'interférences à deux photons définie comme :

$$V = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}}, \quad (2.10)$$

où C_{max} et C_{min} sont respectivement les valeurs maximales et minimales du taux de coïncidences obtenues à partir des courbes d'ajustement. Les valeurs brutes de la visibilité déduites grâce à l'ajustement de nos données expérimentales sont :

- $99,2 \pm 2,3\%$ pour la paire de canaux 48/52 [Fig. 2.20 (a)]
- $98,9 \pm 2,7\%$ pour la paire de canaux 45/55 [Fig. 2.20 (b)]
- $98,1 \pm 0,9\%$ pour la paire de canaux 43/57 [Fig. 2.20 (c)]
- $98,8 \pm 1,5\%$ pour la paire de canaux 41/59 [Fig. 2.20 (d)]

Pour calculer la visibilité nette, il est nécessaire de soustraire le taux de coïncidences accidentelles provenant des coups noirs des détecteurs. Pour ce faire, nous effectuons la même mesure de coïncidences en coupant le flux de photons incident sur un détecteur, puis sur l'autre, puis sur les deux de manière simultanée. En observant les coïncidences sur une large plage temporelle, nous estimons avec un simple calcul de proportionnalité le nombre de coïncidences accidentelles sur notre fenêtre temporelle d'intérêt. Une fois la soustraction faite, les visibilités nettes obtenues sont respectivement de 99,7%, 99,4%, 98,6%, et 99,3%. Toutefois, à cause de la différence de chemin des deux bras de

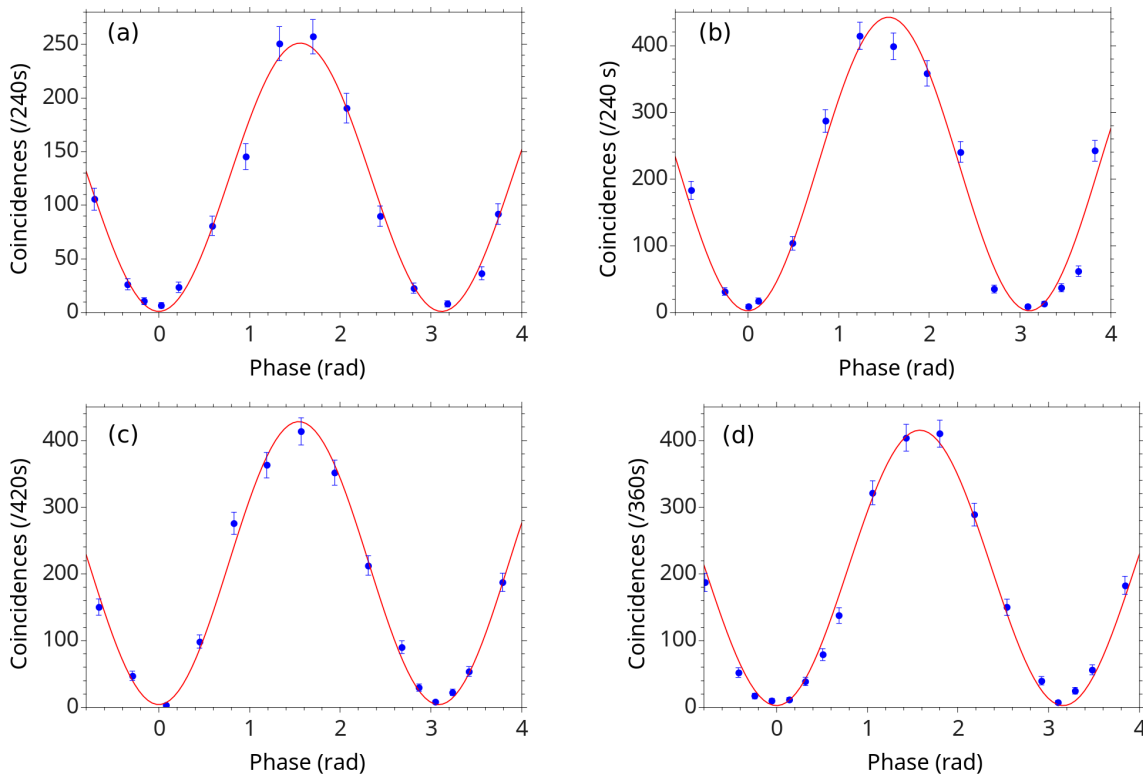


Figure 2.20 – Franges d’interférences à deux photons. Les courbes montrent les taux de coïncidences pour les paires de canaux ITU (a) 48/52 (b) 45/55 (c) 43/57 (d) 41/59 en fonction de la phase de l’interféromètre. Les données expérimentales ont des barres d’erreur de l’ordre de \sqrt{N} , où N est le nombre de coïncidences mesurées, étant donné que la statistique de détection des paires de photons est poissonnienne.

l’interféromètre qui n’est pas optimale, les trois pics de l’histogramme ne sont pas parfaitement séparés. En ajustant les trois pics par des courbes gaussiennes, nous sommes remontés, par un calcul d’intégrale, au nombre de coïncidences de bruits dans le pic central dû au recouvrement des courbes. Nous avons calculé une dégradation de 0,3% sur la visibilité associé à ce bruit de recouvrement.

Ces valeurs de visibilité d’interférences quantiques sont le témoin indiscutable des corrélations non-classiques qu’il existe entre les paires de photons générés puisqu’elles excèdent largement le seuil classique fixé à $\frac{1}{\sqrt{2}} = 70,7\%$ et sont même proches de l’unité. La qualité de ces résultats place ces travaux à l’état de l’art pour ce qui est des sources de paires de photons intriqués en énergie-temps exploitant des dispositifs sub-micrométriques sur silicium [256].

2.4 Composants intégrés sur puce de silicium

L'idée du projet dans lequel s'inscrivent ses travaux est d'intégrer la précédente source sur une seule et même puce illustrée en figure 2.21. Pour ce faire, nous avons développé différents design de structures intégrées, toujours en collaboration avec le C2N, pour répondre à notre demande. Ainsi, pour tous les travaux suivants, nous avons été en charge de la partie caractérisation classique et quantique, tandis que nos collaborateurs du C2N ont fait le design, la modélisation et la fabrication des composants. Des filtres de réjection de pompe, des filtres Add/Drop pour le démultiplexage spectral, des interféromètres de Mach-Zehnder, toutes les fonctions optiques nécessaires ont été abordées et sont présentées dans cette section.

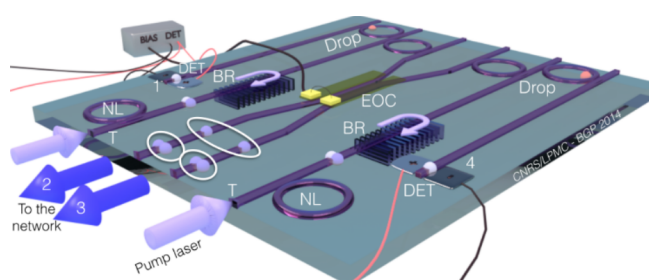


Figure 2.21 – Objectif de puce finale Les fonctions de génération, de filtrage, de routage sont intégrées sur la puce.

2.4.1 Filtres de réjection de pompe

Le processus non-linéaire responsable de la génération de photons nécessite un fort faisceau de pompe. Par la suite, il est donc essentiel de le filtrer considérablement pour isoler les photons d'intérêt. Typiquement, le taux de filtrage minimum requis est estimé à 100 dB [257]. De plus, il est préférable que la largeur de ce filtre soit de l'ordre de 1,6 nm (200 GHz) afin de ne pas filtrer les premières résonances que l'on serait susceptible d'exploiter.

Pour remplir un tel cahier des charges, nous avons développé différentes générations de filtres, toutes basées sur un design de filtre de Bragg standard. Ces filtres sont inscrits sur la puce par gravure.

- Génération 1 [Fig. 2.22 (a)]. Il s'agit de la structure de référence : le filtre de Bragg standard. Bien que les performances de ces filtres soient bonnes, elles restent insuffisantes pour nos besoins avec des bandes de réjection supérieures à 20 nm. De plus, le taux de réjection subit un effet de saturation le limitant à 40 dB. Malgré des performances tout à fait acceptables, ces filtres ne répondent pas à notre difficile cahier des charges.

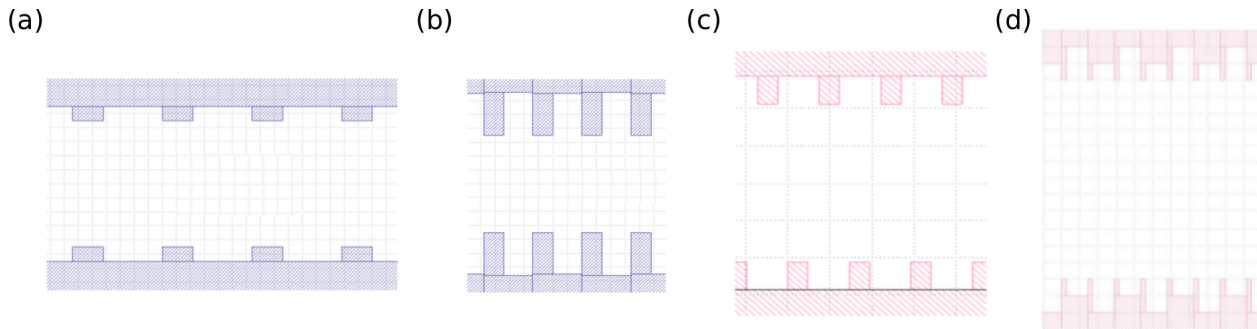


Figure 2.22 – Différentes générations de filtres de Bragg. Afin des répondre à notre cahier des charges en terme de filtrage de pompe, nous avons réalisés les designs de filtres suivants : (a) Bragg standard ; (b) Bragg à modulations sub-longueur d’onde ; (c) Bragg standard multimode ; (d) Bragg à modulations sub-longueur d’onde multimode. A noter qu’il s’agit d’une vue de haut et que les extrémités gauches et droites des structures (non représentées) sont de simples guides droits.

- Génération 2 [Fig. 2.22 (b)]. Cette génération a pour but de palier au problème de largeur spectrale du design précédent. L’idée est, ici, de réaliser un filtre de Bragg standard avec des corrugations de quelques nanomètres. Etant particulièrement difficile à réaliser d’un point de vue fabrication, nous avons opté pour la réalisation d’un filtre avec une double périodicité. La différence de largeur entre le motif de la première période et celui de la deuxième période étant de l’ordre de quelques nanomètres, nous contournons le problème technologique pour réaliser de petites corrugations. Ainsi, nous avons développé un filtre de Bragg avec une modulation de largeur de dimensions sub-longueur d’onde. Les filtres réalisés sont plus fins avec une bande de filtrage de 2 nm environ. Cependant, le problème de saturation n’est pas résolu et limite toujours les performanes à 40 dB [258].
- Générations 3 et 4 [Fig. 2.22 (c) (d)]. Ces générations de filtres s’attaquent au problème de saturation. Pour cela, les filtres réalisés sont multimodes grâce à une structure plus large et asymétrique. De manière à expliquer leur fonctionnement, revenons aux différents mécanismes de propagation dans un réseau de Bragg standard. Physiquement, la lumière peut être soit transmise, soit diffractée, soit réfléchi. Le but est de trouver un régime de fonctionnement où la lumière filtrée, à défaut d’être diffractée, est totalement réfléchi. L’option d’utiliser des filtres multi-modes est donc intéressante, puisque ces derniers permettent de transmettre la lumière dans un mode donné, et de la réfléchir dans des modes d’ordres supérieurs. La seconde problématique résolue par cette stratégie est celle de la cohérence entre deux filtres successifs. Ainsi, la cohérence entre deux filtres est brisée par la fabrication de guides monomodes, et il devient alors possible de les cascader et d’atteindre des taux de réjection records. Le principe est détaillé en

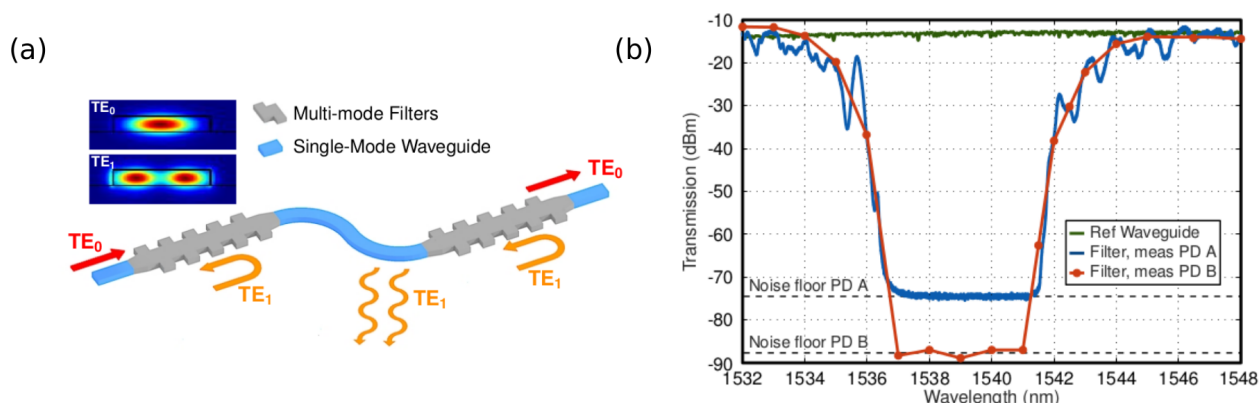


Figure 2.23 – Dernière génération de filtres de Bragg (a) Principe de fonctionnement des filtres multimodes pour surpasser le problème de saturation (b) Taux de réjection obtenu avec une cascade de 10 filtres de 250 μm chacun.

figure 2.23 (a) : le mode fondamental (TE_0) est réfléchi dans le mode de premier ordre (TE_1). Des sections de guide d'ondes monomodes séparant les étapes de filtrage empêchent une interaction cohérente entre celles-ci. Grâce à cette stratégie, nous avons démontré, voir figure 2.23 (b), un taux de réjection de 80 dB sur une bande spectrale de quelques nanomètres (allant de 2 à 5 nm en fonction du design de base choisi).

Au-delà du seuil des 80 dB, il devient difficile de mesurer avec précision les taux de réjection des filtres réalisés à cause du niveau de bruit des systèmes de détection utilisés. Notre témoin pour statuer sur la qualité de notre filtre sera alors de réaliser une expérience de génération d'état intriqué et de qualifier la qualité de l'interférence à deux photons. En effet, si les performances des filtres répondent à notre cahier des charges, alors les visibilités obtenues devraient atteindre l'unité.

Cette expérience a été réalisée et les résultats sont présentés en figure 2.24. Les visibilités brutes obtenues, de $96,5 \pm 0,77 \%$ dans la paire de canaux 48/60 et $97,3 \pm 1,4 \%$ dans la paire 50/59, témoignent de la bonne qualité du filtre de Bragg. Toutefois, il est nécessaire de placer deux filtres supplémentaires hors de la puce de manière à séparer les paires de photons. Ceux-ci ont pour vocation d'agir comme des DWDM et non comme des filtres de réjection de pompe, même s'ils procurent un taux de réjection additionnel de 20 dB. Ces résultats se placent dans la littérature comme étant les premiers à montrer la fabrication d'un anneau de génération combiné à un filtre stop-bande intégré démontrant une haute visibilité. Il s'agit d'un tour de force en vue de futurs travaux d'intrication sur puce exploitant uniquement des composants intégrés.

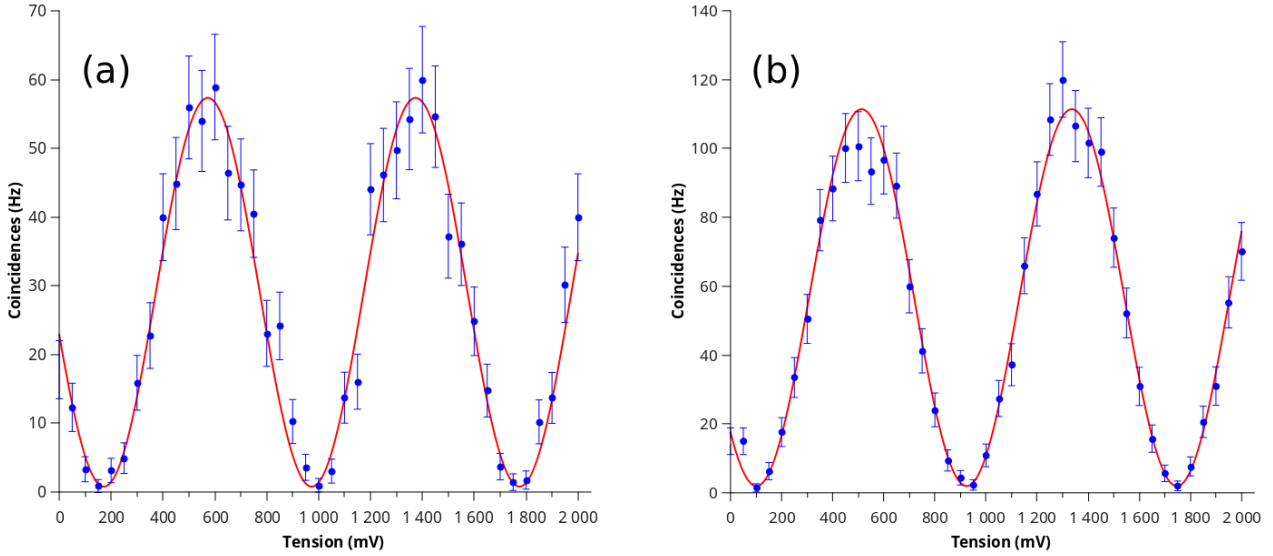


Figure 2.24 – Courbes d’interférences à deux photons L’axe des abscisses représente la tension envoyée dans le piezo pour modifier la phase de l’interféromètre. (a) Paire de canaux 48/60, $V = 96,5 \pm 0,77 \%$; (b) Paire de canaux 50/59, $V = 97,3 \pm 1,4 \%$.

2.4.2 Filtres Add/Drop pour le démultiplexage

La troisième fonction essentielle à l’intégration complète de la source de paires de photons est la fonction de démultiplexage. En effet, ajoutée au design de la puce présentée en section précédente, cette option permettrait de récolter en sortie de puce directement les photons intriqués signal et idler. Ainsi, nous pourrions avoir une puce avec une entrée optique, pour le laser de pompe, et différentes sorties, proposant deux par deux les paires de photons intriqués.

Pour réaliser cette fonction de démultiplexage en longueur d’onde par des structures intégrées, nous avons envisagé deux solutions. Premièrement, par l’intermédiaire d’anneaux résonants couplés de part et d’autre à des guides droits, comme illustré en figure 2.25. Le principe est le suivant : les photons arrivant par le port IN sont couplés dans la cavité. En transmission, dans le port THROUGH on observe le comportement classique avec les résonances. Cependant, dans le port DROP nous venons cette fois collecter les photons qui n’ont pas été transmis. Ainsi, nous pouvons extraire les photons aux longueurs d’ondes de résonances de la cavité. Il est alors possible de récupérer les photons aux longueurs d’ondes d’intérêt, par exemple λ_{signal} , en ingénierant l’anneau de sorte à ce que ses résonances correspondent à celles de l’anneau de génération pour une longueur d’onde donnée. Le principal défaut de cette structure est la sélectivité des anneaux en longueur d’onde. En effet, les résonances sont larges de quelques dizaines de pm. Ainsi, pour avoir un recouvrement total entre les résonances du filtre Add/Drop et celles de l’anneau de génération il faut être en mesure de fabriquer les anneaux avec une

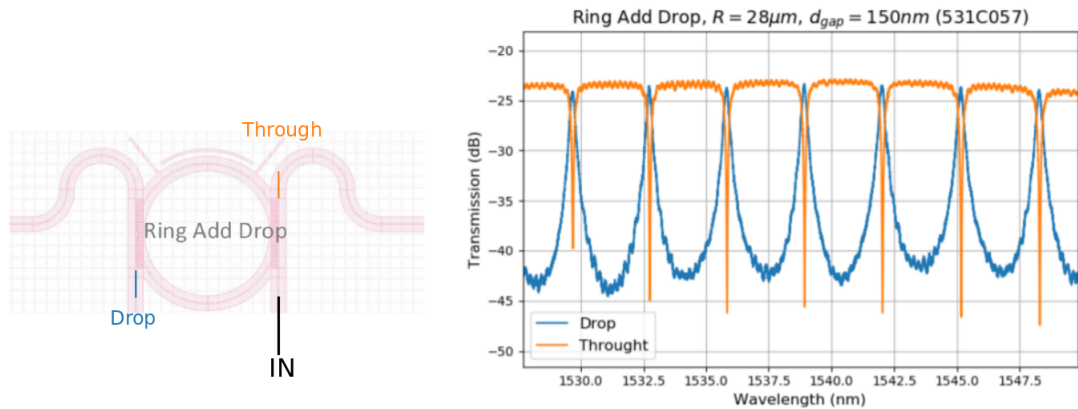


Figure 2.25 – Filtres Add/Drop Le principe du filtre Add/Drop est de coupler l’anneau résonant à un autre guide de manière à extraire les longueurs d’ondes qui ne sont pas transmises. Une courbe de transmission typique est montrée dans la figure de droite, où les longueurs d’ondes de résonances sont extraites par ce guide ajouté.

extrême précision. Aussi, il est possible d’ajuster les longueurs d’ondes de résonances de chaque anneau indépendamment, mais cela rajoute de la complexité au dispositif. Nous en discuterons en fin de chapitre.

La seconde stratégie est une alternative permettant plus de tolérance en terme de sélectivité en longueur d’onde. Il s’agit d’un filtre Add/Drop modal, initialement proposé en référence [259], dont nous avons adapté le design de la manière schématisée en figure 2.26. Le principe de fonctionnement est semblable à celui des filtres de Bragg multimodes présentés précédemment. Les photons arrivent sur l’Add/Drop modal dans le mode fondamental (TE_0), ce dernier réfléchissant la longueur d’onde λ_s ou λ_i dans le mode (TE_1). En cascade deux Add/Drop modaux ingénierés aux bonnes longueurs d’ondes, il est alors possible d’extraire les photons signal et idler comme illustré en figure 2.26. Grâce à l’expérience acquise sur les filtres de Bragg, il est aisé de connaître les bons paramètres géométriques pour obtenir la largeur de bande souhaitée, permettant une meilleure flexibilité comparé à la structure précédente.

2.4.3 Electrodes

Afin de résoudre les problèmes de sélectivité en longueur d’onde des filtres Add/Drop présentés en section précédente, nous avons équipé certaines structures de chaufferettes de réglage. Ces électrodes permettent également un ajustement en longueur d’onde des résonances des anneaux ainsi que des longueurs d’ondes de filtrage des filtres intégrés. Composés de deux électrodes reliées entre elles par un matériau conducteur, le tout déposé sur la puce, ces chaufferettes permettent, comme leur nom l’indique, de chauffer localement la puce, et ce, afin de modifier le comportement optiques des structures. Le

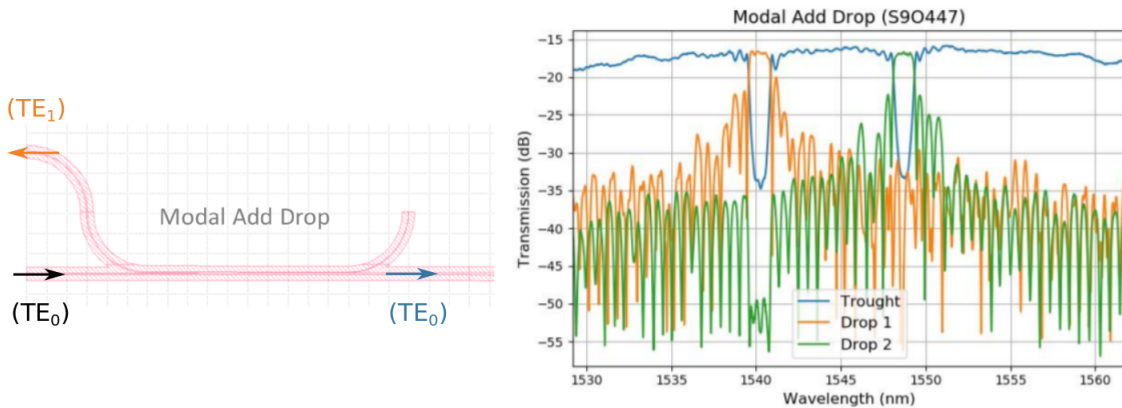


Figure 2.26 – Filtres Add/Drop modaux Le principe de fonctionnement est similaire aux filtres de Bragg multimode. La bande spectrale d'intérêt est réfléchiée dans un mode d'ordre supérieur, ce qui permet de l'isoler et de la collecter. La figure de droite montre une courbe de transmission typique que l'on obtient en cascasant deux Add/Drop modaux. Nous voyons alors deux zones de filtrages correspondant aux longueurs d'onde de signal et idler.

principe de fonctionnement est simple, nous venons injecter un courant électrique dans ces chaufferettes par l'intermédiaire de micro-pointes mises en contact avec les électrodes.

En effet, l'influence de la température sur nos puces de silicium est bien connue et très souvent utilisée, notamment pour ajuster les positions des résonances des anneaux dans le but de les faire correspondre avec les canaux ITU. La sensibilité de nos puces est de 80 pm/°C. Cependant, si toute la puce est chauffée alors toutes les structures vont voir leur comportement modifié de la même manière.

Prenons l'exemple du filtre Add/Drop détaillé en section précédente. Celui-ci, pour fonctionner, nécessite un accord parfait entre l'une de ses résonances et une de l'anneau de génération. Cependant, ces résonances étant larges de 30 ou 40 pm, il est quasiment impossible qu'elles se recouvrent parfaitement uniquement grâce à une bonne fabrication (bon choix de l'ISL et fabrication sans erreur). C'est pourquoi, il peut être nécessaire de modifier une structure indépendamment de l'autre.

La figure 2.27 montre l'influence d'une chaufferette lorsque celle-ci est déposée autour d'un anneau résonant. La figure montre la dépendance en longueur d'onde de l'anneau en fonction de la puissance électrique injectée dans la chaufferette.

Il est également possible de modifier les propriétés optiques d'autres structures, comme les interféromètres intégrés, où il est possible de modifier leur phase en utilisant ces mêmes chaufferettes.

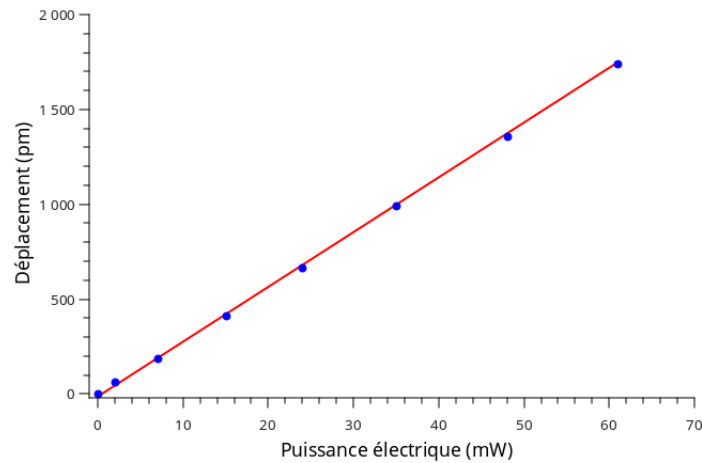


Figure 2.27 – Efficacité des chaufferettes La courbe montre le déplacement des résonances en fonction de la puissance électrique injectée dans la chaufferette.

2.4.4 Interféromètres de Mach-Zehnder

Avec ces interféromètres intégrés, le but est de pouvoir ajouter une fonctionnalité à la puce : celle de produire des états dits N00N. Ces états s'écrivent sous la forme :

$$|\Psi_{N00N}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |N\rangle_a |0\rangle_b + e^{iN\phi} |0\rangle_a |N\rangle_b, \quad (2.11)$$

avec N étant le nombre de photons impliqués, soit $N = 2$ dans notre cas. Ces états, très utiles en métrologie quantique par exemple, seront détaillés et exploités dans le chapitre 4.

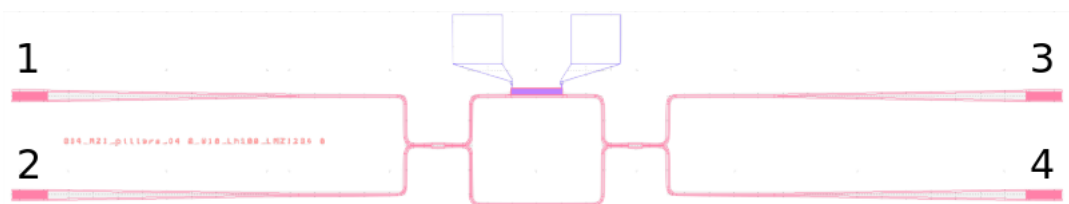


Figure 2.28 – Interféromètre intégré. Dessin de l'interféromètre de Mach-Zehnder intégré avec les deux ports d'entrée (1,2) et les deux ports de sortie (3,4). A noter la présence des deux électrodes et de la chaufferette (violet).

Dans cette section, nous souhaitons montrer les caractérisations électro-optiques de nos interféromètres intégrés illustrés en figure 2.28. En effet, grâce à des électrodes déposées sur la puce, reliées par une chaufferette, il est possible d'injecter du courant

électrique pour modifier les propriétés optiques en jouant sur la phase de l'interféromètre. Ainsi, il est possible de diriger la lumière en totalité vers un port de sortie, ou l'autre, et également de la répartir entre ces deux ports.

Dans un premier temps, la figure 2.29 montre la transmission de chacun des ports de sortie en fonction de la longueur d'onde du laser injecté dans un des ports d'entrée. Le comportement est tel qu'attendu avec deux courbes d'interférence en opposition de phase.

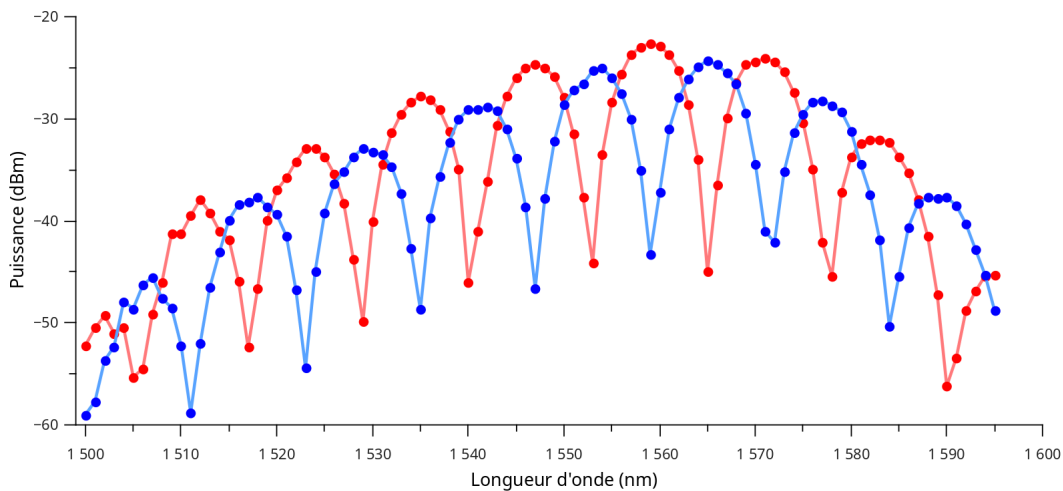


Figure 2.29 – Courbes de transmission de l'interféromètre Courbes de transmission lorsque la lumière est injectée dans le port1 : en rouge la sortie 3, en bleu la sortie 4.

Maintenant, si l'on s'intéresse à un seul port de sortie, le port 3 par exemple, il est possible de modifier sa phase en injectant de la puissance électrique dans la chaufferette pour chauffer l'interféromètre. Cette caractérisation est présentée en figure 2.30 où la puissance injectée dans la chaufferette a été modifiée de 16 mW, à 33 mW puis à 56 mW. Les trois courbes de la figure sont donc légèrement décalées les unes par rapport aux autres.

Enfin, nous avons effectué une dernière caractérisation sur ces structures intégrées. Il s'agit d'étudier la vitesse de réponse du système. Pour ce faire, nous avons envoyé un signal périodique à une fréquence donnée. En observant la réponse du système, nous avons déterminé qu'au delà de 4 kHz le système ne suivait plus correctement. Ces interféromètres intégrés sont donc fabriqués, caractérisés et prêts à être utilisés sur la prochaine génération de puce.

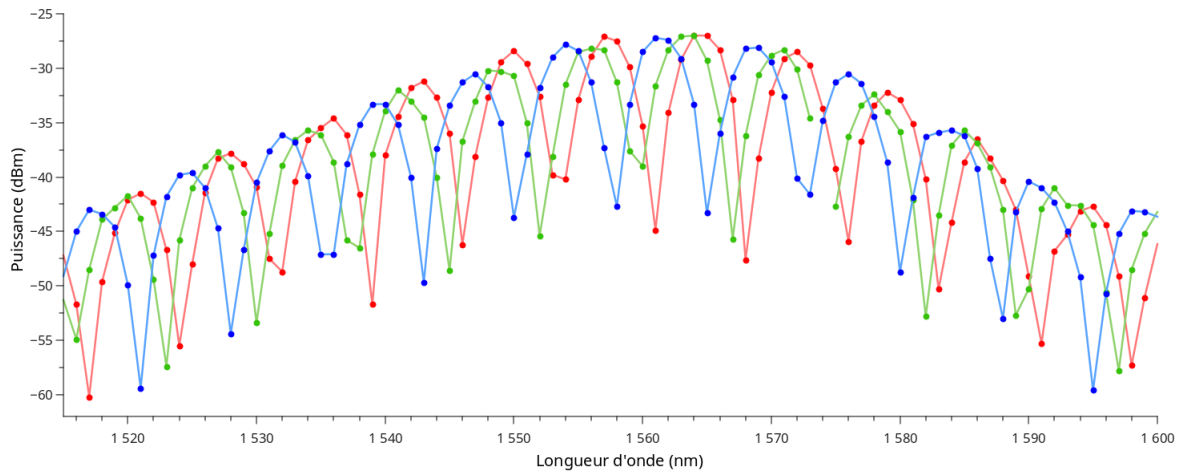


Figure 2.30 – Transmission en fonction de la puissance électrique Les courbes sont acquises pour différentes valeurs de puissance électrique injectée : en bleu : 16 mW, en vert : 33 mW, en rouge : 56 mW.

2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré comment exploiter le silicium pour la génération de paires de photons intriqués. En effet, cette plateforme très largement utilisée en électronique émerge ces dernières années comme étant une alternative intéressante aux systèmes photoniques III-V.

Une des principales application visée est la communication quantique. En effet, la source développée au laboratoire est totalement compatible avec les réseaux de télécommunications à fibres optiques. Les performances affichées par la source se situent au niveau de l'état de l'art. Cette validation nous permet d'envisager des développements plus ambitieux en vue de l'industrialisation potentielle de tels dispositifs.

Ainsi, en fin de chapitre, nous avons détaillé le catalogue de composants intégrés réalisables sur une même puce afin de rendre de plus en plus compact le générateur de paires de photons. L'idée étant d'avoir un système plug-and-play, où il suffirait de connecter des fibres optiques pour obtenir directement les paires de photons intriqués, filtrées de tout bruit photonique.

Pour conclure, nul doute que le silicium possède de sérieux atouts pour remporter la course aux développements photoniques futurs. Son principal avantage par rapport à ses concurrents reste sa maturité technologique permettant de réaliser une myriade de composants intégrés, donnant une flexibilité que peu de plateformes actuellement exploitées dans les laboratoires peuvent proposer. Ces qualités permettent au domaine de la photonique sur silicium d'exploser et de proposer des solutions dans toute sorte d'avancées technologiques. Toutefois, il faudra être en mesure de surpasser une limitation importante qui est le taux de production de paires de photons. Ce dernier reste nettement

inférieur comparé à celui des plateformes exploitant des effets non-linéaires de second ordre, comme nous allons le voir dans la suite.

Le niobate de lithium : génération d'hyper-intrication

Après l'exploitation du silicium comme plateforme pour la photonique quantique, dans ce chapitre nous allons nous focaliser sur une autre plateforme d'importance, le niobate de lithium ($LiNbO_3$). Ce matériau possède des propriétés non-linéaires électro-optiques, et optique-optique étonnantes qui le placent naturellement parmi les leaders des matériaux pour la photonique quantique et non-linéaire [260]. Nous argumenterons le choix de ce matériau en montrant quelques réalisations expérimentales pertinentes. Ensuite, nous présenterons un type d'état intriqué particulier exploitant simultanément deux observables que sont la polarisation et l'énergie-temps. L'hyper-intrication représente une manière de densifier la quantité d'information portée par une paire de photons. L'analyse de cet état sera détaillée et ce dernier sera testé à l'aide des inégalités de Bell généralisées. En fin de chapitre, il sera intéressant de comparer les deux plateformes jusqu'alors exploitées en terme de performance pour la génération de photons intriqués.

3.1 Le niobate de lithium : la référence pour la photonique quantique

Le niobate de lithium est un matériau exploité depuis de nombreuses années dans notre laboratoire. De par ces propriétés remarquables, non-linéarités, plage de transparence, etc., il a été essentiel pour le développement d'un large domaine d'applications autour de la photonique [260]. Dans cette section, nous présentons les propriétés, et comment les exploiter, qui font du niobate un matériau de choix pour la photonique. Enfin, nous montrerons que celui-ci est exploité par de nombreux groupes de recherche, et qu'il a confirmé tout son potentiel à travers de nombreuses réalisations expérimentales.

3.1.1 Le niobate de lithium pour la photonique

Le niobate de lithium est à la photonique ce que le silicium est à l'électronique. En effet, grâce aux propriétés suivantes, il est un parfait candidat pour la réalisation de composants non-linéaires intégrés :

- Il est biréfringent, ce qui permet d'utiliser l'accord de phase par biréfringence lorsque l'on dispose d'un cristal massif ;
- Il est ferro-électrique, ce qui autorise, comme nous le verrons par la suite, l'inversion périodique du signe de son coefficient non-linéaire le plus fort ;
- Son coefficient non-linéaire le plus élevé (d_{33}) qu'il est possible d'exploiter avec le quasi accord de phase est de l'ordre de 30 pm/V. Cette valeur le classe parmi les valeurs de χ^2 les plus fortes. A titre de comparaison, le coefficient d_{31} utilisé avec une accordabilité par biréfringence est 5 fois plus faible ;
- Il est électro-optique ce qui peut permettre une quasi-accordabilité rapide par modulation de la dispersion ;
- Il possède un seuil de dommage optique proche de 200 MW/cm², ce qui est une valeur élevée et par conséquent assez confortable pour travailler ;
- Sa bande de transparence est large et comprise entre 0,4 et 5 μm ce qui permet d'obtenir toutes les interactions désirées, notamment la conversion paramétrique 655 nm \mapsto 1310 nm ou encore 780 nm \mapsto 1560 nm que nous exploiterons largement par la suite.

De manière à bénéficier pleinement des propriétés non-linéaires, il est nécessaire de satisfaire la condition d'accord de phase autorisant le processus que l'on souhaite exploiter. Dans nos travaux il sera question d'exploiter la conversion paramétrique par mélange à 3 ondes en travaillant avec des guides d'ondes PPLN¹.

3.1.2 Processus de génération

La façon la plus répandue de produire les états intriqués que nous cherchons à exploiter repose sur la conversion paramétrique spontanée (SPDC en anglais). Nous avons vu dans le chapitre 2 que le processus utilisé sur silicium est un mélange à 4 ondes via la non-linéarité d'ordre 3. Ici, le niobate étant un matériau non-centrosymétrique qui présente des hauts coefficients non-linéaires du second d'ordre, le processus sera basé sur un mélange à 3 ondes.

Considérons le cas d'une configuration guidée (voir figure 3.1) au sein de laquelle un photon de pompe (p) traversant un milieu biréfringent, comme c'est le cas du LiNbO_3 , possède une certaine probabilité de donner naissance à deux photons, appelés signal (s) et idler (i). Comme dans le cas du mélange à 4 ondes, le processus est régi par deux lois,

1. *Periodically Poled Lithium Niobate* : il s'agit de l'inversion périodiques des domaines du guide le long de l'axe de propagation.

celle de la conservation d'énergie d'une part, et la condition d'accord de phase d'autre part :

$$\begin{cases} \hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \\ \vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \end{cases} \quad (3.1)$$

où ω représente la fréquence angulaire des photons, et où \vec{k} est le vecteur d'onde défini tel que :

$$\vec{k} = \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u}, \quad (3.2)$$

avec n , l'indice du milieu, dépendant de la longueur d'onde et \vec{u} le vecteur unitaire de la direction de propagation de l'onde considérée.

La conversion paramétrique dans des cristaux massifs ne permet pas de satisfaire la condition d'accord de phase de l'équation (3.1). En effet, cette dernière n'est respectée que pour un couple particulier de conditions pour un vecteur de pompe donné. Cela nécessite de trouver un angle critique d'accord de phase à une longueur d'onde particulière. La véritable contrainte est alors de respecter cette condition sur une longueur d'interaction de plus de quelques millimètres. Or, nous l'avons déjà vu précédemment, pour augmenter l'efficacité des processus non-linéaires, nous souhaitons optimiser la longueur d'interaction avec le matériau. Quelques millimètres n'étant donc pas suffisants, la solution la plus efficace est de confiner la lumière dans des structures guidantes. Ainsi, les champs qui se propagent dans les cristaux non-linéaires seront plus intenses. Ce faisant, on peut atteindre des longueurs d'interaction de l'ordre de quelques centimètres. Toutefois, à cause de la dispersion dans le matériau, la condition d'accord de phase n'est pas satisfaite. Des interférences destructives entre signal et idler ont lieu dès les premiers centimètres d'interaction.

Pour palier à ce problème, nous utilisons une stratégie appelée quasi-accord de phase (QAP) qui permet de compenser les déphasages tout au long de la structure guidante. En pratique, le QAP est obtenu en inversant périodiquement, dans des domaines perpendiculaires à l'axe de propagation, le signe du coefficient non-linéaire χ^2 de manière à compenser les déphasages (voir figure 3.1). La condition (3.1) se transforme alors en :

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i + \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}, \quad (3.3)$$

où Λ est la période spatiale d'inversion du signe du coefficient non-linéaire.

La génération paramétrique est alors grandement augmentée puisqu'elle se produit désormais sur des longueurs d'interaction plus grandes. Notamment, plusieurs ordres de grandeurs sont gagnés en terme d'efficacité de conversion, η_{SPDC} , d'un photon de pompe en une paire de photons corrélés. A titre d'exemple, pour un type-0², type d'interaction que nous exploiterons plus tard dans les expériences, l'efficacité η_{SPDC} est de l'ordre de $10^{-5} - 10^{-6}$.

2. Ce type d'interaction met en jeu un photon de pompe d'une polarisation donnée pour donner naissance à deux photons de même polarisation colinéaire.

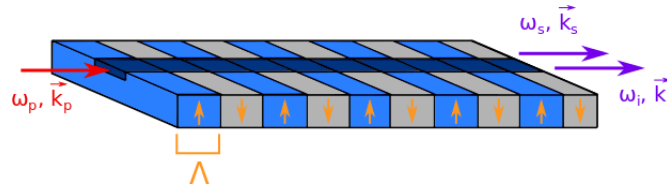


Figure 3.1 – Schéma d'un guide d'onde PPLN. On applique sur un substrat de niobate de lithium une inversion périodique des domaines (PPLN). Cela a pour but d'augmenter l'efficacité de la SPDC en compensant les déphasages le long de l'axe de propagation. Un photon de pompe de fréquence angulaire ω_p avec un vecteur d'onde \vec{k}_p est converti en deux photons fils d'énergie inférieure, aux fréquences angulaires ω_s et ω_i ayant pour vecteurs d'ondes \vec{k}_s et \vec{k}_i . Un guide d'onde est utilisé pour maintenir la haute densité d'énergie des champs électromagnétiques tout au long du cristal. La polarisation ferroélectrique, reliée directement au coefficient non linéaire $\chi^{(2)}$, est inversée périodiquement (période spatiale Λ) le long de l'axe de propagation, pour maintenir l'accord de phase du mélange à trois ondes sur plusieurs centimètres. Il s'agit du quasi-accord de phase (QAP).

3.1.3 Conversion paramétrique de type-0

Dans un premier temps, la caractérisation du guide d'onde se fait par génération de seconde harmonique, ou SHG³ pour l'acronyme anglais. Le principe est illustré dans le schéma de la figure 3.2. L'idée est de trouver le meilleur guide d'onde en terme d'efficacité de conversion. Ainsi, la stratégie est d'identifier le guide qui, à puissance de pompe égale, produira le plus de puissance de seconde harmonique.

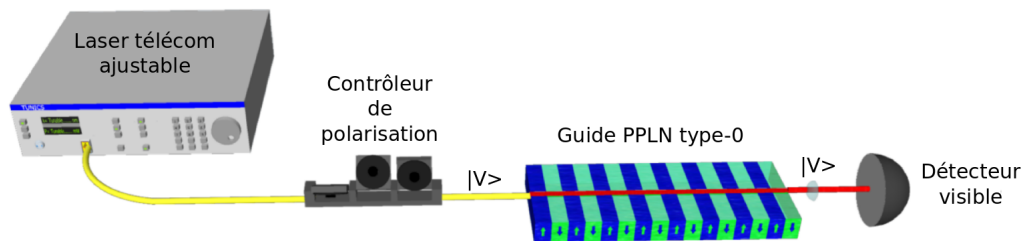


Figure 3.2 – Dispositif expérimental pour SHG. Un faisceau issu d'un laser accordable en longueur d'onde est envoyé vers le guide d'onde PPLN à caractériser. Sa polarisation est ajustée via un contrôleur de polarisation fibré. Lorsque la condition d'accord de phase est respectée, un faisceau à fréquence double est généré et détecté par un détecteur visible.

La lumière laser, dont la longueur d'onde est ajustable entre 1490 et 1620 nm, est in-

jectée dans le PPLN/W⁴ après un passage dans un contrôleur de polarisation à fibre. Ce dernier nous permet de tourner l'état de polarisation de la lumière incidente de manière à la rendre verticale (état $|V\rangle$). Le processus de génération $|V\rangle_{1560} \mapsto |V\rangle_{780_s} |V\rangle_{780_i}$ peut alors être observé. La longueur d'onde pour laquelle la condition d'accord de phase est vérifiée permet d'observer un faisceau à la moitié de la longueur d'onde. Il est possible de légèrement modifier la température du cristal pour ajuster les longueurs d'ondes en fonction des besoins. La dépendance est de l'ordre de 0,1 nm/K. La figure 3.3 montre un résultat typique de mesure de génération de seconde harmonique. Cette courbe a été obtenue à l'aide d'un puissance-mètre opérant dans le visible.

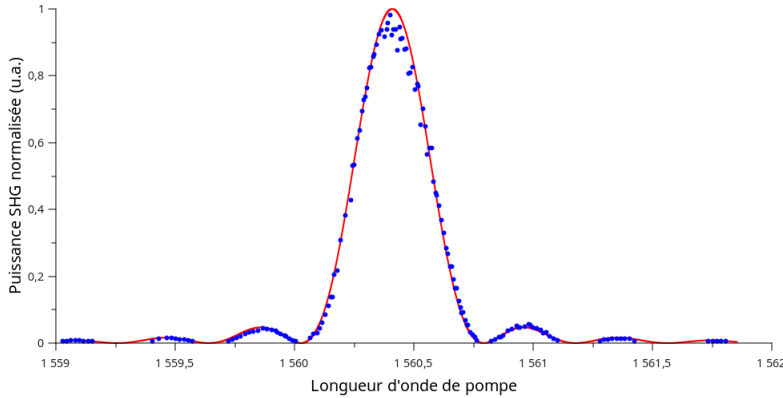


Figure 3.3 – Spectre de SHG. La génération de seconde harmonique en sortie du PPLN/W est centrée à la longueur d'onde de 780,2 nm, correspondant à une longueur d'onde de pompe de 1560,4 nm. Les points bleus correspondent aux points expérimentaux tandis que la courbe rouge est un ajustement suivant une loi en sinc^2 .

Une fois identifié le guide d'onde le plus efficace, et dont l'accord de phase nous permet de travailler à la longueur d'onde désirée, il est possible d'effectuer le processus inverse, celui de génération paramétrique spontanée. Le quasi-accord de phase étant de type-0, le processus s'écrit : $|V\rangle_{\lambda_p} \mapsto |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}$. Le dispositif expérimental est simple : le guide d'onde est pompé par une diode laser visible, à $\lambda_p = 780$ nm, dont la polarisation est contrôlée. Les paires générées sont récoltées à la sortie du cristal par une fibre optique et acheminées vers un filtre accordable de largeur 100 pm. Il est possible, par l'intermédiaire de ce filtre ajustable, d'obtenir le spectre de nos photons. Le résultat, pour plusieurs températures du cristal, est présenté en figure 3.4.

La température du cristal permet de jouer sur la condition de quasi-accord de phase. Il est possible de travailler à la dégénérescence, c'est-à-dire avec des photons signal et idler générés à la même longueur d'onde (courbe bleue), ou alors d'élargir le spectre de SPDC en séparant spectralement l'émission des deux photons (courbes verte et rouge). Le

4. L'acronyme "/W" signifie que nous exploitons un guide d'onde (waveguide en anglais) dont les domaines ont été inversés périodiquement.

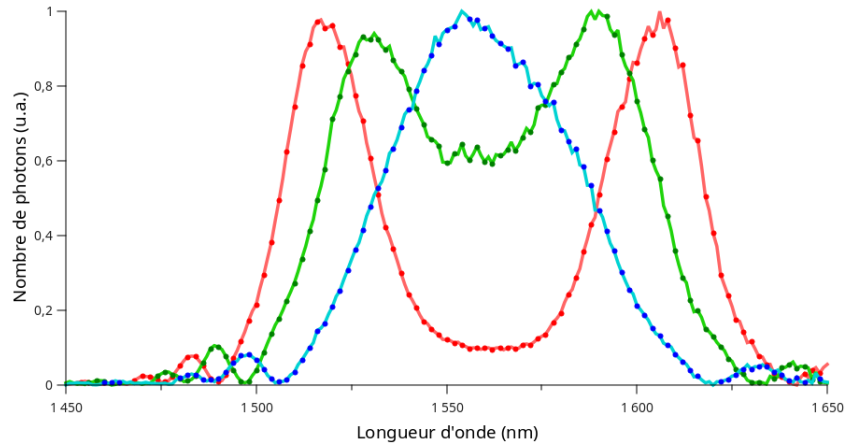


Figure 3.4 – Spectres de SPDC. Les spectres de conversion paramétrique spontanée sont centrés à la longueur d’onde de 1560,4 nm. La courbe bleue, acquise pour une température de 131,7 °C, représente le point de dégénérescence où les photons sont générés à la même longueur d’onde. La courbe verte, acquise pour $T = 132,7$ °C, et la courbe rouge, pour $T = 133,7$ °C, représentent des cas d’accord de phase où les photons sont non-dégénérés et donc discernables spectralement.

choix du spectre de SPDC est dépendant de l’expérience, où pour un type d’expérience on préférera avoir des photons parfaitement indiscernables, comme c’est le cas dans l’expérience de métrologie présentée au chapitre 4, ou pour un autre type, il sera plus intéressant d’augmenter le temps de cohérence en réduisant le spectre [261].

Il faut noter que d’autres types d’interaction sont possibles. Notamment une interaction non-linéaire de type-II exploite un photon de pompe dans un état de polarisation $|H\rangle_p$ pour générer deux photons aux polarisations croisées, $|H\rangle_s$ et $|V\rangle_i$. Celle-ci présente l’avantage de produire naturellement l’observable polarisation comme support d’intrication. Toutefois, pour les expériences exploitant le niobate de lithium présentées dans ce manuscrit, nous utilisons une configuration de type-0 dont les caractérisations ont été présentées dans cette section.

3.1.4 Etat de l’art

Le niobate de lithium, de par ses avantages décrits en début de chapitre, a connu de nombreuses exploitations dans le domaine de la photonique quantique intégrée. Dès le début des années 2000, les premiers travaux de génération d’intrication sont reportés en exploitant l’interaction non-linéaire de type-0 au sein d’un guide d’onde PPLN [262]. Ces premiers travaux, démontrant l’intrication énergie-temps par l’intermédiaire d’interféromètres en configuration Franson [197], présentent des courbes d’interférence à deux photons dont les visibilités brutes sont de l’ordre de 80%. Rapidement, en uti-

lisant des structures intégrées et un montage expérimental de qualité, cette valeur a été augmentée autour de 92%, témoignant clairement de la violation des inégalités de Bell [263, 264]. La suite de ces travaux aboutira à la démonstration, dans les réseaux de télécommunications suisse, à la préservation de l'intrication sur 11 km de fibres optiques [265].

Pour tirer profit de la largeur des spectres de SPDC généré par des sources de type-0, il est possible d'adopter une stratégie de démultiplexage spectrale. A l'instar de l'expérience précédente sur silicium, de nombreuses longueurs d'ondes dans de nombreux canaux ont été exploités en utilisant une seule et unique source [266, 267, 268, 269].

Les démonstrations d'intrication exploitant la polarisation des photons sont nombreuses. Bien que l'utilisation d'interaction de type-0 soit la plus efficace, celle-ci ne permet pas de produire naturellement des états intriqués en polarisation. Il faut donc exploiter l'interaction de type-II. Cette dernière présente un spectre étroit et des efficacités de génération plus faibles (10^{-9}). Ces sources sont alors moins performantes et les visibilités brutes affichées sont de l'ordre de 76% avec un taux de coïncidence d'environ 1 Hz [270]. En optimisant l'expérience, notamment grâce à l'utilisation de composants fibrés et en diminuant les pertes, les performances ont pu être augmentées avec une visibilité brute de 83% et un taux de coïncidence d'environ 1 kHz [271]. Désormais, en utilisant notamment des détecteurs à très faible bruit, l'état de l'art se situe autour de 97% de visibilité brute [272].

Pour exploiter l'émission large et efficace des sources de type-0, des approches hybrides, souvent basées sur des méthodes interférométriques, ont été développées [273, 274, 275]. En terme de performances, ces travaux présentent des visibilités entre 80 et 90 % et des taux de coïncidences de l'ordre de 0,5 KHz. Une autre stratégie, que nous utilisons dans nos travaux, consiste à exploiter un dispositif utilisant une boucle de Sagnac. Nous discuterons du fonctionnement et de la qualité de l'état de polarisation généré plus tard dans le manuscrit.

D'autres états, dont la génération est possible en exploitant le niobate ont également été démontrés. Les états hyper-intriqués, dont nous discuterons dans la section suivante, qui exploitent deux observables simultanément et qui permettent alors d'augmenter la densité d'information présente sur un seul qubit. Par ailleurs, les états N00N, très exploités notamment en métrologie quantique, seront discutés au chapitre 4. Des réalisations expérimentales sur puces ont récemment été publiées montrant la génération d'états N00N avec $N = 2$ photons [276, 277, 278].

De nombreux autres travaux en lien avec les dispositifs de communication quantique ont été réalisés. Notamment pour ce qui est de la réalisation d'interfaces permettant la conversion de fréquence cohérente en lien avec les mémoires quantiques [279, 280, 281, 282], ou encore pour la génération de photons uniques en utilisant des sources de photons annoncés [190, 283].

3.2 L'intrication à plusieurs degrés de liberté

Dans cette section, nous aborderons de manière théorique l'intrication à plusieurs degrés de liberté. Dans un premier temps, nous présenterons et motiverons ces états appelés hyper-intriqués. Ensuite, nous montrerons comment analyser l'hyper-intrication et nous généraliserons la violation des inégalités de Bell.

3.2.1 Présentation et motivations

Les chapitres précédents ont montré comment la génération d'états intriqués et leur contrôle précis a permis des avancées remarquables dans le domaine de l'information quantique. Notamment, pour démontrer l'avantage quantique, il est nécessaire de réaliser des systèmes quantiques exploitant quelques dizaines de qubits. Pour ce faire, et atteindre un espace de Hilbert d'une dimension suffisante, le moyen le plus naturel est de superposer de manière cohérente un nombre supérieur ou égal d'objets quantiques. Cependant la génération d'états à grande nombre de photons est difficile, notamment car les sources basées sur la conversion paramétrique spontanée souffrent, à un certain point, de l'émission de multi-paires dont la conséquence est la détérioration de l'état quantique généré.

Pour palier ce problème, l'idée est d'utiliser moins de photons, mais de les intriquer sur plusieurs degrés de liberté simultanément. On parle alors de générer des états hyper-intriqués [284]. Ces états sont avantageux car ils permettent d'effectuer une analyse complète des états de Bell [285, 286, 287], et de violer les théories locales avec une déviation standard supérieure à ce qu'il est possible de faire communément. De plus, puisque moins de particules sont impliquées pour produire un espace de Hilbert de dimension équivalente, moins de particules ont besoin d'être détectées ce qui permet d'accroître l'efficacité et de diminuer la complexité de réalisations expérimentales.

L'intérêt pour la génération d'états hyper-intriqués est allée croissante ces dernières années. Dans la littérature, il est possible d'en trouver de plus en plus de démonstrations expérimentales [288, 289, 290, 291]. Les duos d'observables les plus souvent utilisées sont la polarisation et l'intrication en chemin [288, 292, 293], la polarisation et l'énergie temps [292, 294], ou encore l'énergie-temps et l'intrication en fréquences discrètes [294]. Toutefois, la plupart de ces expériences de génération de paires de photons hyper-intriqués reportées dans la littérature reposent sur des dispositifs d'optique de volume.

Dans nos travaux, nous présentons une source, entièrement faite de composants d'optique guidée permettant de manipuler des paires de photons hyper-intriqués aux longueurs d'ondes des télécommunications. Afin d'augmenter les débits nous avons également utilisé une stratégie de démultiplexage spectral, à l'instar de ce qui a été montré au chapitre 2, rendant cette source totalement compatible avec la grille standard des télécommunications.

A travers le processus non-linéaire de conversion paramétrique de type-0, les photons générés présentent de très fortes corrélations en longueur d'onde, dues à la loi de conser-

vation de l'énergie, mais également temporelles, dues au temps de génération identique des deux photons de la paire. Nous avons choisi d'exploiter cette intrication naturelle, en énergie-temps, et l'intrication en polarisation que nous générons en utilisant une configuration en boucle Sagnac. Ainsi, l'état hyper-intriqué visé s'écrit sous la forme :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{2} \cdot (|H\rangle |H\rangle + |V\rangle |V\rangle) \otimes (|S\rangle |S\rangle + |L\rangle |L\rangle), \quad (3.4)$$

où $|H\rangle$ et $|V\rangle$ représentent respectivement les états de polarisation horizontal et vertical, et où $|S\rangle$ et $|L\rangle$ représentent respectivement les états associés au bras court et au bras long de l'interféromètre d'analyse de l'intrication énergie-temps.

3.2.2 Analyser l'intrication en polarisation

Dans un premier temps, détaillons le système d'analyse de l'intrication en polarisation. Le dispositif expérimental est simple puisqu'il ne requiert que des composants optiques standards. Nous pouvons tirer de l'équation (3.4) la forme de l'état intriqué en polarisation que nous souhaitons analyser :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|H\rangle_s |H\rangle_i + |V\rangle_s |V\rangle_i). \quad (3.5)$$

Pour ce faire, nous utilisons le dispositif expérimental schématisé en figure 3.5. Les paires

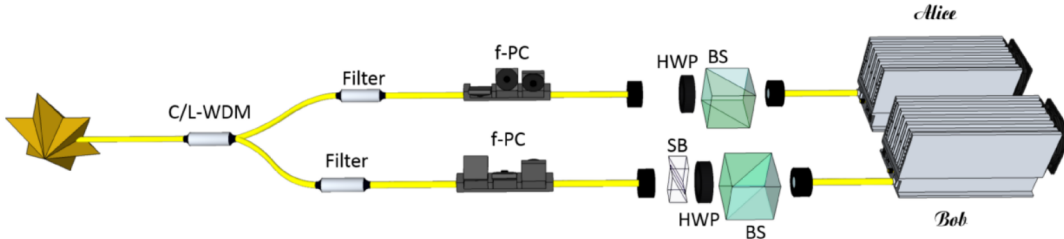


Figure 3.5 – Dispositif expérimental d'analyse de la polarisation. Les paires de photons sont séparés par un DWDM de type C/L pour envoyer les photons signal vers Alice et les photons idler vers Bob. Un contrôleur de polarisation à fibre (f-PC) nous permet de contrôler les variations de polarisation dues à la propagation dans les fibres optiques. Les états de polarisation des photons sont ensuite projetés sur une lame demi-onde puis sur un PBS. De plus, un compensateur de type Soleil Babinet (SB) est placé dans le système d'analyse de Bob pour régler la phase relative entre les deux des contributions de l'état intriqué.

de photons sont séparées de manière déterministe par un composant DWDM de type

C/L⁵ qui envoie les photons signal et idler aux détecteurs Alice et Bob respectivement. La polarisation des photons est analysée par l'intermédiaire de systèmes d'analyse situés sur chacun des sites Alice et Bob. Chacun d'eux est constitué d'une lame demi-onde et d'un PBS⁶. Les contrôleurs de polarisation à fibre sont préalablement alignés de sorte à ce que pour chacun des dispositifs d'analyse, la polarisation horizontale soit totalement transmise pour un angle nul de la lame demi-onde.

Par conséquent, chaque lame demi-onde applique un opérateur de rotation sur les vecteurs d'états $|H\rangle$ et $|V\rangle$ de la forme :

$$\hat{U}_{HWP}(\theta) = e^{-i\frac{\pi}{2}} \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

où θ représente l'angle de la lame demi-onde. Ensuite, en appliquant cette matrice sur l'état de Bell maximalement intriqué $|\Phi^+\rangle$, nous retrouvons bien notre état défini en (3.5) :

$$\begin{aligned} \hat{U}_{\theta_A, \theta_B} |\Psi\rangle &= \cos(2\theta_A - 2\theta_B) |H_A H_B\rangle \\ &\quad + \sin(2\theta_A - 2\theta_B) |V_A H_B\rangle \\ &\quad - \sin(2\theta_A - 2\theta_B) |H_A V_B\rangle \\ &\quad + \cos(2\theta_A - 2\theta_B) |V_A V_B\rangle, \end{aligned} \quad (3.7)$$

où θ_A et θ_B sont les angles des lames demi-ondes de Alice et Bob, respectivement. La probabilité d'enregistrer des coïncidences pour un état post-sélectionné $|H_A H_B\rangle$ est donc le module au carré de l'amplitude de probabilité de cet état donné par :

$$P_{HH} = \cos^2(2\theta_A - 2\theta_B). \quad (3.8)$$

3.2.3 Analyser l'intrication en énergie-temps

Détaillons désormais le système d'analyse associée à la seconde observable : l'énergie-temps. Nous avons déjà vu au chapitre 2 de ce manuscrit comment analyser l'intrication énergie-temps. Cependant, ici, nous ne considérons pas la configuration Franson repliée étudiée en section 2.3.3, puisque nous allons utiliser deux interféromètres distincts pour réaliser une configuration Franson standard [197].

Comme l'illustre la figure 3.6, la paire de photon est séparée de manière déterministe en utilisant un DWDM C/L. Ainsi, tous les photons signal et idler sont respectivement envoyés aux dispositifs d'analyse de Alice et de Bob. Chacun de ces dispositifs est constitué d'un interféromètre de Michelson déséquilibré. Ainsi, ces deux interféromètres, MI_A pour Alice, et MI_B pour Bob, possèdent un chemin court S_A et S_B ainsi qu'un

5. Ce type de composant permet de démultiplexer les photons selon leur longueur d'onde. Un DWDM de type C/L possèdera une sortie correspondant à la bande L des télécoms, et une autre à la bande C.

6. Polarising Beam Splitter.

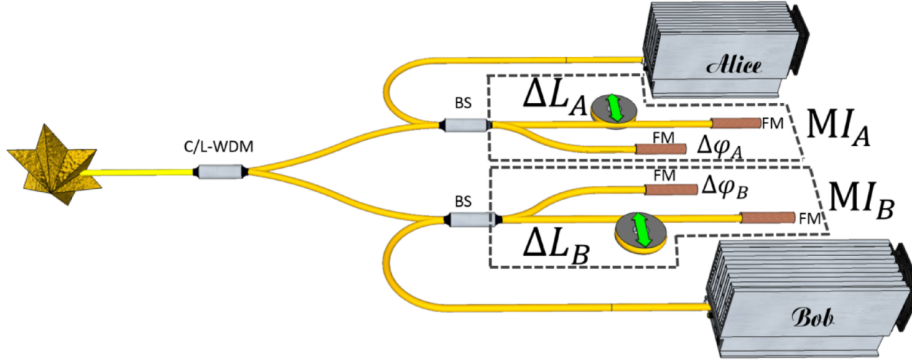


Figure 3.6 – Analyse de l'intrication énergie-temps. Les paires de photons sont séparées en utilisant un DWDM C/L pour que les photons signal soient envoyés vers Alice, et les photons idler vers Bob. Chacun des deux utilisateurs possède un interféromètre de Michelson (MI) pour analyser l'intrication en énergie-temps. Pour révéler cette intrication, les deux chemins optiques relatifs aux sites d'Alice (ΔL_A) et de Bob (ΔL_B) doivent être égaux, dans le temps de cohérence de l'interférence à deux photons (τ_{tp}). De plus, chacun des chemins optiques doit être supérieur à la longueur de cohérence des photons uniques, $\Delta L_A, \Delta L_B \gg c\tau_c$ pour éviter d'observer des interférences à photons uniques.

chemin long L_A et L_B , respectivement. Comme pour l'analyse en section 2.3.3, les paires de photons incidentes au dispositif ont quatre possibilités de propagation : soit les deux photons prennent des chemins identiques, $|l_A l_B\rangle$ ou $|s_A s_B\rangle$, soit ils prennent des chemins différents, $|l_A s_B\rangle$ ou $|s_A l_B\rangle$. Dans ce dernier cas, puisque les différences relatives de temps de parcours de chaque photon à la sortie de chaque interféromètre sont supérieures au temps de cohérence des deux photons τ_{tp} alors ils sont discernables et ne peuvent pas interférer. Ces contributions donneront alors un bruit de fond que nous filtrons en post-sélectionnant les événements indiscernables ($|s_A s_B\rangle$ et $|l_A l_B\rangle$). Si la différence de chemins optiques ($\Delta L_{AB} = \Delta L_A - \Delta L_B$) est inférieure à $c\tau_{tp}$, alors les contributions $|l_A l_B\rangle$ et $|s_A s_B\rangle$ sont indiscernables car, dans le cas d'un pompage en régime continu, les temps d'émissions des paires sont indéterminés. Ainsi, ces deux contributions donneront lieu à une interférence à deux photons. Bien sûr, pour éviter d'observer des interférences à photons uniques, il convient de déséquilibrer les deux interféromètres, de sorte que $\Delta L_A, \Delta L_B \gg L_{coh}$, où L_{coh} est la longueur de cohérence des photons uniques. Pour calculer les probabilités de coïncidence associées à chaque état, commençons par écrire l'état $|\Psi\rangle$ tenant compte des amplitudes de probabilités :

$$|\Psi\rangle = -\frac{e^{i\Delta\varphi_A}}{2} |l_A s_B\rangle + \frac{e^{i(\Delta\varphi_A + \Delta\varphi_B)}}{2} |l_A l_B\rangle + \frac{1}{2} |s_A s_B\rangle - \frac{e^{i\Delta\varphi_B}}{2} |s_A l_B\rangle. \quad (3.9)$$

L'équation (3.9) nous permet alors d'écrire la probabilité de coïncidence des états $|l_A l_B\rangle$ et $|s_A s_B\rangle$. Ces derniers interférant, leurs amplitudes de probabilité doivent être

sommées de manière cohérente avant d'être élevées au carré :

$$P_{l_A l_B - s_A s_B} = \frac{1}{4}(1 + \cos(\Delta\varphi_A + \Delta\varphi_B)). \quad (3.10)$$

Nous pouvons voir ici qu'il est possible d'observer l'interférence à deux photons en modifiant la différence des différences de phase ($\Delta\varphi = \Delta\varphi_A - \Delta\varphi_B$) des deux interféromètres. Sous certaines hypothèses [295], celle-ci s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{\omega_p \Delta L}{2c}, \quad (3.11)$$

où $\Delta L = n_{ref} \Delta d$ avec n_{ref} l'indice de réfraction de la fibre et Δd la différence de longueur de chaque interféromètre. Ainsi, en modifiant la fréquence du laser de pompe, il est également possible de visualiser ces franges d'interférence à deux photons.

3.2.4 Analyser l'hyper-intrication

Nous avons vu dans les deux sections précédentes comment analyser indépendamment l'intrication en polarisation et en énergie-temps. Par conséquent, pour analyser les deux observables simultanément dans le cas d'états hyper-intriqués, nous utilisons une combinaison des deux systèmes d'analyse. De ce fait, chaque utilisateur possède sur son site un interféromètre de Michelson, une lame demi-onde et un PBS. Le schéma complet de génération et d'analyse de ces états sera disponible dans la section suivante.

D'après les équations (3.8) et (3.10), nous voyons que la probabilité d'obtenir des événements coïncidents compte tenu des deux observables s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{hyper} &= P_{l_A l_B - s_A s_B} \cdot P_{HH} \\ &= \frac{1}{4}(1 + \cos\varphi_{et}) \cdot (1 + \cos\theta_p), \end{aligned} \quad (3.12)$$

où nous définissons $\varphi_{et} = \Delta\varphi_A + \Delta\varphi_B$ et $\frac{\theta_p}{2} = 2\theta_A - 2\theta_B$.

3.2.5 Violation des inégalités de Bell généralisées

Comme évoqué précédemment, les états hyper-intriqués possèdent de nombreux avantages par rapport à de "simples" états intriqués exploitant une observable. Ils permettent de réaliser une analyse complète des états de Bell et violent les théories de réalisme local avec des déviations standards plus importantes les rendant plus robustes face aux problèmes de décohérence. De plus, la valeur maximale de violation de ces théories, définie comme le ratio entre la prédiction quantique et la limite classique, augmente exponentiellement avec la taille du système quantique, c'est-à-dire avec le nombre de particules intriquées ou le nombre de degrés de liberté impliqués. Dans le cas de l'hyper-intrication en polarisation et énergie-temps, le réalisme local peut être violé par l'acquisition simultanée de mesures locales sur les deux observables considérées.

Considérons le cas de l'intrication en polarisation, pour atteindre une valeur maximale de violation, les réglages optimaux pour les angles des lames demi-onde sur les sites d'Alice et de Bob sont $\{0_p = 0^\circ, 1_p = 45^\circ\}$ et $\{0'_p = 22,5^\circ, 1'_p = 67,5^\circ\}$ respectivement. En prenant en compte les angles orthogonaux correspondants $\{0_p^\perp, 1_p^\perp\}$ et $\{0'^\perp_p, 1'^\perp_p\}$, le paramètre S associé à l'inégalité de Bell standard peut être évalué comme :

$$S_p = E_{0_p 0'_p} + E_{1_p 0'_p} - E_{0_p 1'_p} + E_{1_p 1'_p}, \quad (3.13)$$

où

$$E_{kj} = \frac{C_{kj} + C_{k^\perp j^\perp} - C_{k^\perp j} - C_{kj^\perp}}{C_{kj} + C_{k^\perp j^\perp} + C_{k^\perp j} + C_{kj^\perp}}, \quad (3.14)$$

où $k = 0_p, 1_p$ et $j = 0'_p, 1'_p$, et C_{kj} représente le taux de coïncidence mesuré entre les détecteurs d'Alice et de Bob. Pour ces paramètres, correspondant à une valeur maximale de violation des inégalités de Bell, la valeur du paramètre S est $S = 2\sqrt{2}$, tandis que la limite classique de la théorie de réalisme local est fixée à $|S_p| \leq 2$. Par conséquent, pour un seul degré de liberté, les quatre configurations expérimentales, associées à chacun des termes de l'équation (3.13), sont requises afin de mesurer toutes les valeurs nécessaires au calcul du paramètre S.

Pour le cas de l'intrication énergie-temps, les paramètres expérimentaux s'appliquent aux phases des deux interféromètres. Les deux paires de réglages sont $\{0_{et} = 0, 1_{et} = \frac{\pi}{2}\}$ pour Alice et $\{0'_{et} = \frac{\pi}{4}, 1'_{et} = \frac{3\pi}{4}\}$ pour Bob. De manière similaire, le paramètre S peut être évalué comme :

$$S_{et} = E_{0_{et} 0'_{et}} + E_{1_{et} 0'_{et}} - E_{0_{et} 1'_{et}} + E_{1_{et} 1'_{et}}, \quad (3.15)$$

où, là encore, la limite classique impose $|S_{et}| \leq 2$. Les valeurs E_{kj} pour l'intrication énergie-temps peuvent à nouveau être évalués à partir de l'équation (3.14) en l'adaptant avec les réglages de phase des interféromètre d'Alice et Bob.

Dans notre cas, nous voulons mesurer la violation d'une inégalité de Bell généralisée telle que définie dans la référence [293]. Ce modèle requiert l'utilisation de deux opérateurs, un pour chaque observable, notés $\beta_{1,2}$. Leur but est de réaliser une violation maximale de l'inégalité de Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) [296], inégalité dérivée de celle de Bell [4]. Cependant, pour démontrer une réelle amélioration, toutes les observables impliquées dans l'état hyper-intriqué doivent être mesurées simultanément. Cela permet d'établir un critère pour la violation de l'inégalité de CHSH généralisée à travers l'opérateur $\beta = \beta_{pol} \otimes \beta_{ET}$ [293]. Les opérateurs β_{pol} et β_{ET} représentent les projecteurs de Bell pour chacune des observables, à savoir pour la polarisation et l'énergie-temps respectivement. Ainsi, β , étant le produit tensoriel des deux projecteurs, représente le projecteur de Bell associé aux deux observables considérés pour l'état hyper-intriqué. Par conséquent, réaliser un tel test de Bell nécessite plus de configurations expérimentales. Dans notre cas, nous avons besoin de 16 configurations différentes comme le montre

l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 S_h = & + E_{0_p 0'_p 0_{et} 0'_{et}} - E_{0_p 0'_p 0_{et} 1'_{et}} - E_{0_p 0'_p 1_{et} 0'_{et}} - E_{0_p 0'_p 1_{et} 1'_{et}} \\
 & - E_{0_p 1'_p 0_{et} 0'_{et}} + E_{0_p 1'_p 0_{et} 1'_{et}} + E_{0_p 1'_p 1_{et} 0'_{et}} + E_{0_p 1'_p 1_{et} 1'_{et}} \\
 & - E_{1_p 0'_p 0_{et} 0'_{et}} + E_{1_p 0'_p 0_{et} 1'_{et}} + E_{1_p 0'_p 1_{et} 0'_{et}} + E_{1_p 0'_p 1_{et} 1'_{et}} \\
 & - E_{1_p 1'_p 0_{et} 0'_{et}} + E_{1_p 1'_p 0_{et} 1'_{et}} + E_{1_p 1'_p 1_{et} 0'_{et}} + E_{1_p 1'_p 1_{et} 1'_{et}}.
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Dans ce cas, la limite classique imposée par les théories de réalisme local fixent la limite théorique à :

$$|\langle \beta \rangle| = |S_h| \leq 4, \tag{3.17}$$

alors que la physique quantique prédit que la valeur de ce paramètre peut atteindre $|\langle \beta \rangle| = |S_{hyper}| = 8$ pour des réglages optimaux et un équipement idéal. Nous retrouvons un des avantages cité en début de chapitre, avec un écart par rapport à la limite classique supérieure dû au fait de travailler dans un espace de Hilbert de plus grande dimension.

3.3 Réalisation expérimentale d'une source de photons hyper-intriqués

Dans cette dernière section, nous allons présenter expérimentalement la source de paires de photons hyper-intriqués que nous avons réalisée, ainsi que la qualité de l'état produit. Dans un premier temps, nous montrerons comment générer de l'intrication en polarisation avec un cristal de type-0 en exploitant une configuration expérimentale particulière, *i.e* basée sur une interférence de Sagnac. Ensuite, nous discuterons du dispositif expérimental complet ainsi que de l'analyse, basée sur les sections précédentes, des états générés. Enfin, après avoir exploité deux plateformes distinctes, nous concluons sur les avantages et inconvénients de chacune, grâce à une comparaison sur les performances de ces sources.

3.3.1 Configuration Sagnac exploitant un cristal de type-0

Comme discuté auparavant, l'interaction de type-0 au sein d'un guide d'onde PPLN met en jeu un photon de pompe de polarisation verticale $|V\rangle_p$, et deux photons fils générés selon un état de polarisation vertical également, $|V\rangle_i$ et $|V\rangle_s$. Par conséquent, il n'est pas possible de générer naturellement un état intriqué en polarisation. Habituellement, les cristaux de type-2, mettant en jeu des photons avec des polarisations orthogonales, sont alors préférés.

Une autre méthode, celle que nous exploitons dans ces travaux, consiste à configurer l'expérience à l'aide d'une "boucle de Sagnac" [297]. Cette stratégie nous permet de générer de l'intrication en polarisation tout en conservant les avantages de l'utilisation d'un cristal de type-0 que sont la brillance et la largeur de spectre. Ce dispositif

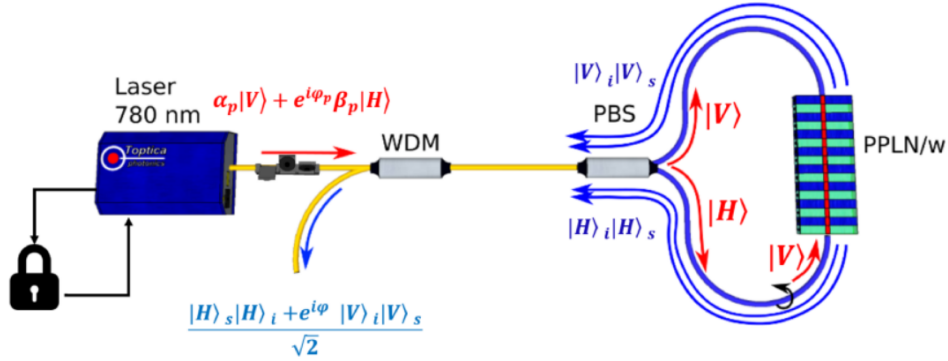


Figure 3.7 – Configuration en boucle de Sagnac. L'intrication en polarisation avec un cristal de type-0 est rendue possible grâce à une configuration Sagnac dans laquelle le guide d'onde est pompé des deux côtés pour générer des paires de photons dans l'état maximalement intriqué $|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_s|V\rangle_i + |H\rangle_s|H\rangle_i)$. Les fibres optiques jaunes sont des fibres optiques monomodes standards tandis que les bleues sont des fibres à maintien de polarisation. Notons également que l'une de ces dernières est équipée d'un rotateur de polarisation à fibre (flèche noire) afin de faire tourner la polarisation de la lumière guidée de 90° .

expérimental est illustré en figure 3.7. Le principe est le suivant : un cristal de type-0 est pompé de manière contrapropageante pour que les paires de photons polarisés verticalement et les paires de photons polarisés horizontalement soient superposés dans le même mode spatial pour former l'état de Bell maximalement intriqué :

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_s|V\rangle_i + |H\rangle_s|H\rangle_i). \quad (3.18)$$

Expérimentalement, nous utilisons un laser de pompe continu, opérant à 780 nm, et stabilisé de manière active sur une transition atomique du rubidium. Le lecteur intéressé par les systèmes de stabilisation trouvera plus d'informations dans la référence suivante, émanant de notre équipe [298]. Ce faisceau laser est envoyé, par l'intermédiaire d'un WDM 780/1550 nm, sur un PBS⁷ dont les deux sorties sont des fibres à maintien de polarisation. Ces deux sorties définissent les ports d'entrée et de sortie de la boucle de Sagnac. Par conséquent, un problème apparaît car les mêmes fibres doivent guider les photons de pompe à 780 nm (visible) et les photons générés par le cristal à 1560 nm (télécom). Nous avons donc choisi d'utiliser des fibres télécom optimisées pour guider les paires de photons. De ce fait, la lumière à 780 nm étant guidée sur plusieurs

7. Ce PBS étant optimisé pour de la lumière infrarouge, le taux de transmission est de l'ordre de 50 % et le ratio d'extinction de polarisation est environ de 30 :1. Ces performances sont acceptables pour remplir les objectifs de notre expérience.

modes spatiaux, nous avons enroulé les fibres pour supprimer les modes spatiaux d'ordres supérieurs.

A la sortie du PBS, nous avons alors, d'un côté, des photons de pompe polarisés verticalement $|V\rangle$, et de l'autre des photons de pompe polarisés horizontalement $|H\rangle$. Cependant, dans le guide PPLN de type-0 que nous utilisons, seule la lumière polarisée verticalement est guidée. C'est pourquoi il est nécessaire de tourner la polarisation des photons $|H\rangle$ de 90° . Cette étape est réalisée via l'utilisation de rotateurs de fibres et nous assure que le cristal est pompé par des photons de pompe polarisés verticalement dans les deux directions de la boucle.

Dans le cristal, les photons de pompe polarisés verticalement peuvent être convertis en paires de photons aux longueurs d'ondes télécom, eux aussi polarisés verticalement, grâce au processus de SPDC $|V\rangle_p \mapsto |V\rangle_s |V\rangle_i$. Ces derniers sont collectés par les deux fibres à maintien de polarisation pour être combinés sur le PBS. Bien entendu, une des contributions verra sa polarisation tournée de 90° par le rotateur de polarisation, c'est-à-dire $|V\rangle_s |V\rangle_i \mapsto |H\rangle_s |H\rangle_i$. Par conséquent, après le PBS, les contributions des paires de photons générées sont superposées de manière cohérente dans la même sortie avec des polarisations orthogonales, ce qui conduit à la génération d'un état intriqué :

$$|\psi_1\rangle = \alpha |V\rangle_s |V\rangle_i + e^{i\varphi} \beta |H\rangle_s |H\rangle_i, \quad \text{avec } |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (3.19)$$

Ici, α et β correspondent aux amplitudes de probabilité directement liées à la polarisation du laser de pompe et aux pertes de transmission pour les photons visibles et télécoms, incluant l'efficacité de couplage aux facettes du cristal. Le facteur de phase $e^{i\varphi}$ dépend de la polarisation du laser de pompe, la longueur des fibres à maintien de polarisation, et, en petite partie, de l'influence de l'environnement comme les fluctuations de température ou les contraintes mécaniques dans les fibres. Par conséquent, en ajustant précisément la polarisation du laser de pompe, nous pouvons régler $\alpha = \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}$ et en utilisant un compensateur de phase de type Soleil Babinet, nous pouvons régler $\varphi = 0$. Ainsi, nous pouvons générer l'état de Bell maximalement intriqué de l'équation (3.17).

3.3.2 Intrication en polarisation

Pour analyser l'intrication en polarisation générée par la configuration expérimentale en boucle Sagnac, nous réalisons toutes les étapes décrites en section 3.2.2. Par l'intermédiaire de lames demi-onde ajustables et de PBS, nous pouvons analyser la qualité de l'état produit. Rappelons que cet état s'écrit comme suit :

$$|\Phi_{(\varphi)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_A |V\rangle_B + e^{i\varphi} |H\rangle_A |H\rangle_B), \quad (3.20)$$

et en réglant les paramètres de phase à 0 ou π , nous obtenons les états :

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_A |V\rangle_B + |H\rangle_A |H\rangle_B), \quad (3.21)$$

$$|\Phi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_A |V\rangle_B - |H\rangle_A |H\rangle_B), \quad (3.22)$$

respectivement.

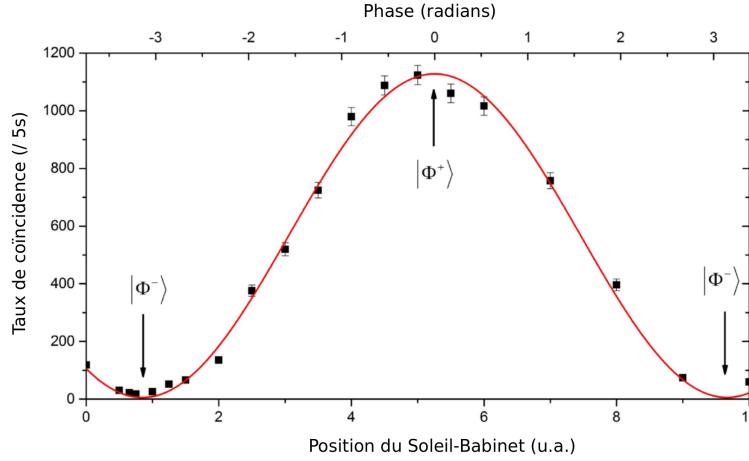


Figure 3.8 – Démonstration de la stabilité de la phase. Les analyseurs d’Alice et Bob sont alignés dans la base diagonale. Par conséquent, nous pouvons mesurer le taux de coïncidence, dépendant de la phase, entre les détecteurs d’Alice et de Bob. Les données expérimentales, en noir, sont ajustées par la fonction $C(\varphi) = \frac{Max}{2}(1 + V \cdot \cos(\varphi))$, où V est la visibilité, φ la phase appliquée, et $C(\varphi)$ le taux de coïncidence. Comme indiqué sur le graphique, pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$, les états de Bell maximalement intriqués en polarisation $|\Phi^+\rangle$ et $|\Phi^-\rangle$ sont respectivement obtenus.

Ce paramètre de phase peut être, dans notre dispositif expérimental, modifié par trois facteurs principaux : la phase introduite par les photons de pompe, par les fluctuations dans la boucle de Sagnac ou encore par des variations dans les composants à fibre optique. Nous évitons ces problèmes de part la stabilisation active de notre laser de pompe sur une transition atomique du rubidium et d’autre part, nous n’avons pas constaté de fluctuations de la phase dans la boucle de Sagnac, ni dans les composants à fibre lorsque la température de l’environnement est bien contrôlée ($\pm 0,1$ degrés). La figure 3.8 démontre notre capacité à ajuster la phase ainsi qu’à la stabiliser. En effet, comme le montre la figure, nous retrouvons bien nos états $|\Phi^+\rangle$ et $|\Phi^-\rangle$ aux points de phase 0 et π . Pour effectuer ces mesures, les analyseurs de polarisation d’Alice et Bob sont placés à 45° , c’est-à-dire que les lames demi-onde sont fixées à $22,5^\circ$. Par conséquent, l’état intriqué est projeté sur la base diagonale sensible à la phase. En d’autres termes, cette mesure représente une manière directe de ”sonder” la qualité de l’état intriqué produit. Pour compenser la phase induite par la biréfringence des divers éléments optiques, et ainsi

ajuster la phase manuellement, un compensateur de phase de type Soleil-Babinet, composé de deux prismes biréfringents dont l'un est amovible, a été inséré dans l'analyseur de Bob. Le taux de coïncidence entre Alice et Bob est ensuite relevé en fonction de la position du Soleil-Babinet, et donc en fonction de la phase φ . La visibilité nette mesurée est de $99,0\% \pm 1,8\%$. Cette valeur démontre bien la qualité de stabilisation de la phase de notre dispositif, ainsi que la haute qualité d'intrication. Le ratio signal sur bruit associé à ces mesures est de l'ordre de 4000, et la largeur à mi-hauteur du pic de coïncidence, associé au temps de gigue temporelle du détecteur utilisé est de l'ordre de 190 ps.

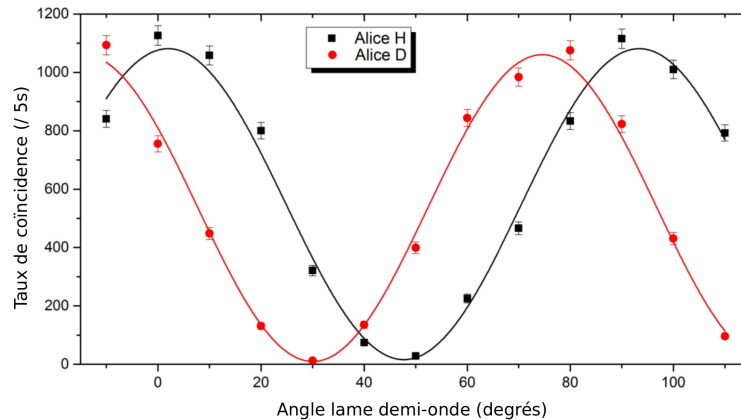


Figure 3.9 – Courbes de visibilité pour l'intrication en polarisation. Les valeurs mesurées sont $V = 98,0\% \pm 1,8\%$ lorsque l'analyseur d'Alice est réglé selon la polarisation horizontale, et $V = 98,1\% \pm 1,0\%$ lorsqu'il est réglé selon la polarisation diagonale.

Pour la suite des mesures, la phase est réglée à $\varphi = 0$ permettant de sélectionner l'état maximalement intriqué $|\Phi^+\rangle$. Alice oriente son dispositif d'analyse selon la polarisation horizontale $|H\rangle$ (ligne noire) et diagonale $|D\rangle$ (ligne rouge). La lame demi-onde du dispositif d'analyse de Bob est, elle, tournée de manière continue et le taux de coïncidences est mesuré en fonction de l'angle de la lame demi-onde de Bob. Les résultats obtenus sont ceux montrés en figure 3.9. Les visibilités brutes mesurées sont de $98,0\% \pm 1,8\%$ et $98,1\% \pm 1,0\%$ lorsque la lame demi-onde d'Alice est respectivement réglée à 0° ($|H\rangle$) et à $22,5^\circ$ ($|D\rangle$). En comparaison avec la section 3.1.4, nous voyons que ces travaux de génération d'intrication en polarisation sur niobate de lithium sont à l'état de l'art.

3.3.3 Hyper-intrication en polarisation et énergie-temps

Le schéma expérimental de la figure 3.10 correspond à l'association des précédentes étapes. En effet, nous pouvons retrouver la source de paires de photons hyper-intriqués, les dispositifs d'analyse de l'intrication énergie-temps et polarisation, ainsi qu'une

étape de démultiplexage spectral utilisant les composants DWDM au standard des télécommunications.

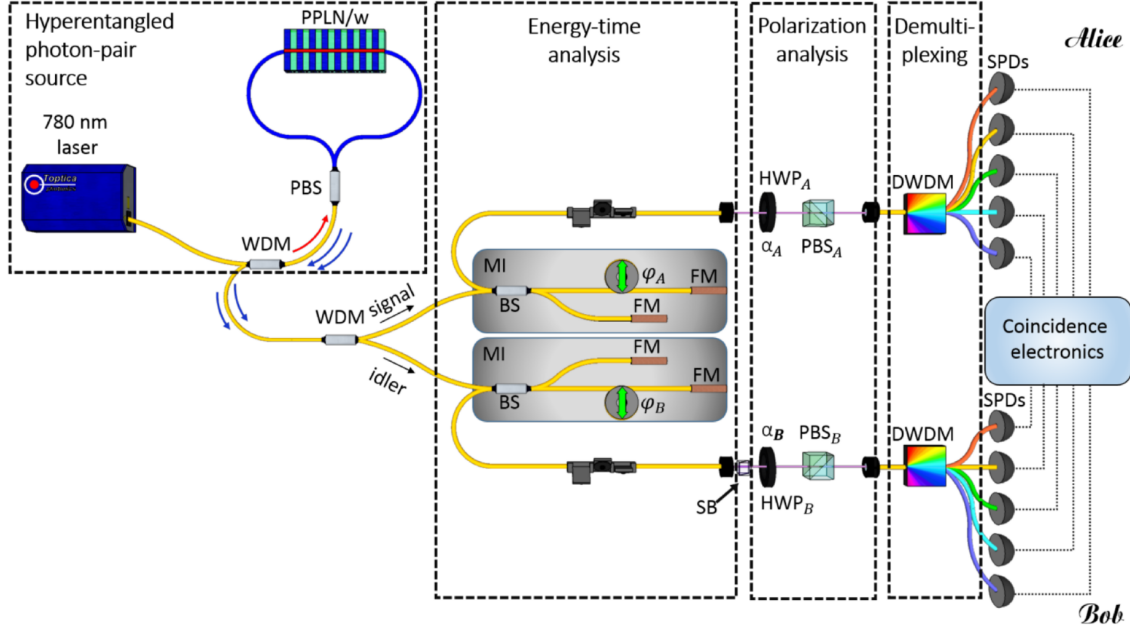


Figure 3.10 – Dispositif expérimental de la source d’hyper-intrication. La source est basée sur une boucle de Sagnac complètement fibrée. Après une séparation déterministe des photons signal et idler par un WDM, ils sont, respectivement, envoyés vers les analyseurs d’hyper-intrication d’Alice et de Bob. L’analyse de l’intrication énergie-temps est réalisée via deux interféromètres. Ces derniers sont stabilisés activement par le biais d’un laser de référence à 1560,48 nm. L’intrication en polarisation est analysée par l’utilisation jointe de lames demi-onde et de PBS. Finalement, les photons sont spectralement démultiplexés en utilisant des DWDMs et détectés sur des détecteurs à comptage de photons standards. L’hyper-intrication dans chaque paires de canaux est révélée par la détection de coïncidences.

Comme vu précédemment, afin de mesurer la qualité de l’état hyper-intriqué produit par la source, nous devons appliquer l’opérateur β et estimer $\langle \beta \rangle$. En pratique, cela consiste à effectuer 16 mesures puisque 4 paramètres pour chaque photon sont requis. D’un côté, Alice projette l’état de polarisation du photon signal sur deux angles complémentaires α_s et $\alpha'_s = \alpha_s + 45^\circ$, et règle la phase de son interféromètre sur ϕ_s et $\phi'_s = \phi_s + \frac{\pi}{2}$. Réciproquement, les 4 paramètres de Bob pour le photon idler sont α_i , $\alpha'_i = \alpha_i + 45^\circ$, ϕ_i , et $\phi'_i = \phi_i + \frac{\pi}{2}$.

Le taux de coïncidences est mesuré en gardant les paramètres des analyseurs d’Alice fixés successivement sur les couples de valeurs $\{\alpha_s = 0^\circ, \phi_s = 0\}$, $\{\alpha_s = 0^\circ, \phi'_s = \frac{\pi}{2}\}$, $\{\alpha'_s = 45^\circ, \phi_s = 0\}$, et $\{\alpha'_s = 45^\circ, \phi'_s = \frac{\pi}{2}\}$ tandis que ceux de Bob α_i et ϕ_i sont modifiés

de manière continue. Nous obtenons les 4 courbes présentées en figure 3.11.

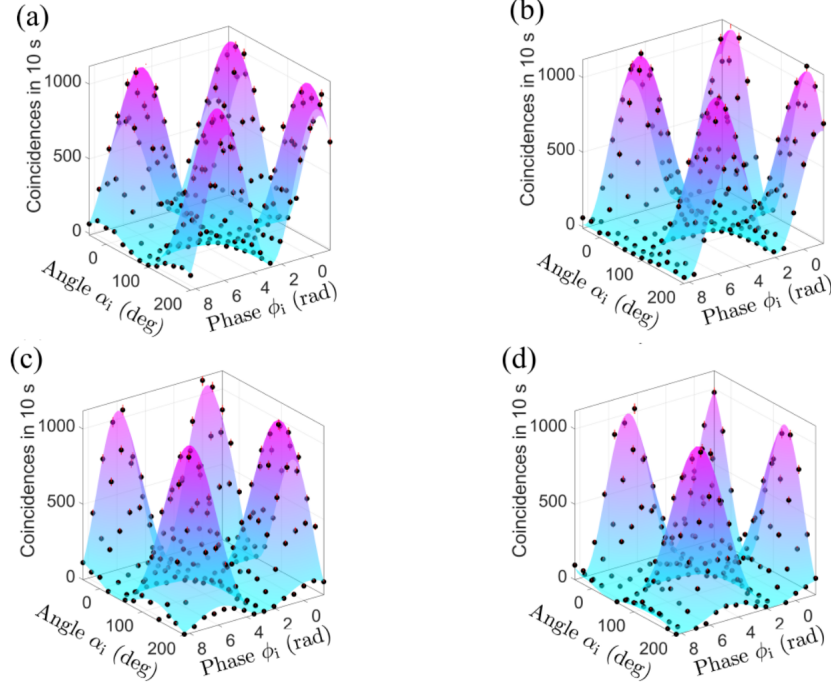


Figure 3.11 – Taux de coïncidences. Les paramètres d’analyse d’Alice sont fixés à (a) $\{\alpha_s = 0^\circ, \phi_s = 0\}$ (b) $\{\alpha_s = 0^\circ, \phi_s' = \frac{\pi}{2}\}$ (c) $\{\alpha_s' = 45^\circ, \phi_s = 0\}$ (d) $\{\phi_s' = 45^\circ, \phi_s' = \frac{\pi}{2}\}$. Pour toutes les mesures, les paramètres α_i et ϕ_i de Bob sont scannés. Les points représentent les données expérimentales. La surface représente un ajustement effectué avec une fonction sinusoïdale à deux dimensions.

Ces résultats démontrent l’invariance par rotation des corrélations observées puisque toutes les mesures sont essentiellement les mêmes, à l’exception d’un offset de phase ou de polarisation dû au réglage des analyseurs d’Alice. Les données expérimentales sont ajustées par une courbe sinusoïdale à deux dimensions de la forme :

$$C = \frac{C_{MAX}}{4}(1 + V_{et}\cos(\varphi_{et}))(1 + V_p\cos(\theta_p)), \quad (3.23)$$

où V_{et} et V_p sont les visibilités des franges d’interférence pour les observables énergie-temps et polarisation, et C_{MAX} représente le maximum de coïncidences enregistrées. Les visibilités obtenues, reportées dans le tableau 3.1, témoignent de la qualité de l’hyper-intrication.

Désormais, il ne reste plus qu’à extraire la valeur $\langle\beta\rangle$ pour tous les différents paramètres de polarisation et de phase. Rappelons que $|\langle\beta\rangle| = |S_h|$ et que S_h , paramètre de Bell pour un état hyper-intriqué, peut être estimé d’après l’équation (3.16).

Réglages Alice	$\{ H\rangle, 0\}$	$\{ H\rangle, \frac{\pi}{2}\}$	$\{ D\rangle, 0\}$	$\{ D\rangle, \frac{\pi}{2}\}$
V_p	$97.0\% \pm 1.8\%$	$98.4\% \pm 2.0\%$	$99.5\% \pm 2.1\%$	$98.8\% \pm 1.3\%$
V_{et}	$98.9\% \pm 1.8\%$	$98.1\% \pm 1.8\%$	$99.9\% \pm 2.1\%$	$97.8\% \pm 1.2\%$

Table 3.1 – Valeurs de visibilité estimées pour l'hyper-intrication pour les 4 combinaisons des analyseurs d'Alice.

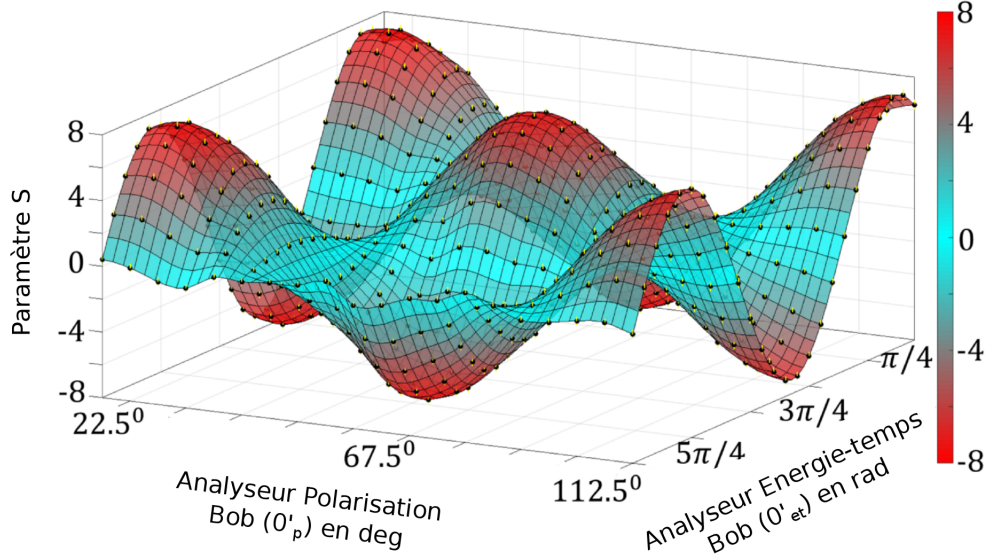


Figure 3.12 – Violation de l'inégalité de Bell généralisée. Le paramètre S_h est calculé pour différents paramètres d'analyse de Bob. Les paramètres pour les analyseurs de polarisation et d'énergie-temps sont : $0'_p, 1'_p = 0'_p + 45^\circ$ et $0'_{et}, 1'_{et} = 0'_{et} + \frac{\pi}{2}$. Les paramètres des analyseurs d'Alice sont fixés à $0_p = 0^\circ, 1_p = 45^\circ$ et $0_{et} = 0, 1_{et} = \frac{\pi}{2}$.

La figure 3.12 présente le paramètre S_h mesuré lorsque les analyseurs d'Alice sont fixés à $0_p = 0^\circ, 1_p = 45^\circ$ et $0_{et} = 0, 1_{et} = \frac{\pi}{2}$, et que les analyseurs de Bob sont ajustés de la manière suivante : $0'_p, 1'_p = 0'_p + 45^\circ$ et $0'_{et}, 1'_{et} = 0'_{et} + \frac{\pi}{2}$. Nous pouvons observer que $\langle \beta \rangle$ présente plusieurs extrema locaux. Toutefois, une valeur maximale de violation de l'inégalité généralisée de CHSH peut être observée uniquement pour des réglages optimaux, c'est-à-dire pour les 4 paramètres de polarisation suivants : $0_p = 0^\circ, 1_p = 45^\circ, 0'_p = 22,5^\circ, 1'_p = 67,5^\circ$ et les 4 paramètres de phase : $0_{et} = 0, 1_{et} = \frac{\pi}{2}, 0'_{et} = \frac{\pi}{4}, 1'_{et} = \frac{3\pi}{4}$. Les 16 valeurs associées à chacune des combinaisons de réglage sont répertoriées dans le tableau 3.2.

Le paramètre S qui en découle est évalué, selon les données expérimentales, à $S_h = 7,73 \pm 0,12$. Cette valeur démontre la qualité de l'état hyper-intriqué généré en violant l'inégalité de Bell généralisée par plus de 31 déviations standards.

Réglages	$\{0_p 0'_p\}$	$\{0_p 1'_p\}$	$\{1_p 0'_p\}$	$\{1_p 1'_p\}$
$\{0_{et} 0'_{et}\}$	0.51	-0.33	-0.46	-0.41
$\{0_{et} 1'_{et}\}$	-0.57	0.34	0.50	0.54
$\{1_{et} 0'_{et}\}$	-0.36	0.30	0.62	0.52
$\{1_{et} 1'_{et}\}$	-0.69	0.58	0.55	0.46

Table 3.2 – Valeurs des coefficients de S associées à chacune des 16 mesures effectuées. Les 4 réglages de polarisation sont $0_p = 0^\circ$, $1_p = 45^\circ$, $0'_p = 22.5^\circ$, et $1'_p = 67.5^\circ$. Les réglages de phase sont $0_{et} = 0$, $1_{et} = \frac{\pi}{2}$, $0'_{et} = \frac{\pi}{4}$, et $1'_{et} = \frac{3\pi}{4}$. L'incertitude typique sur chaque mesure est de l'ordre de 0,03.

Finalement, nous avons répété les mesures dans différentes paires de canaux télécoms afin de montrer la compatibilité de notre source d'hyper-intrication avec les méthodes d'augmentation de débit exploitant le démultiplexage spectral [299]. La figure 3.13 montre comment le spectre de SPDC a été découpé selon la grille ITU de 100 GHz.

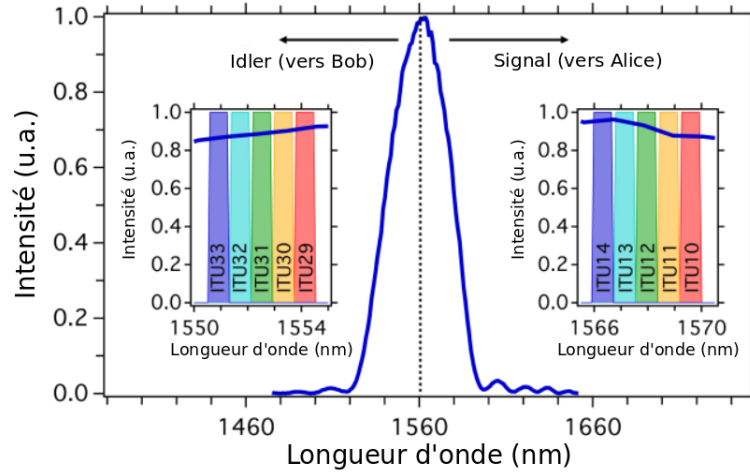


Figure 3.13 – **Stratégie de démultiplexage spectral de la source.** Les photons dont la longueur d'onde est supérieure (inférieure) à la longueur d'onde de dégénérescence, *i.e.* 1560 nm, sont envoyés vers Alice (Bob). Les encarts montrent comment les photons sont spectralement démultiplexés par rapport à la grille 100 GHz des télécommunications.

Les résultats des mesures effectuées dans les 5 paires de canaux sélectionnés sont répertoriés dans le tableau 3.3. Dans toutes les paires de canaux, une violation claire de l'inégalité de Bell généralisée est observée. Cela démontre que l'hyper-intrication est compatible avec les méthodes de démultiplexage spectral, rendant les applications de cryptographie quantique à haut débit possibles.

Canal Signal	Canal Idler	$\langle\beta\rangle$ Maximum	Déviati Standard
ITU 10	ITU 33	$7,73 \pm 0,12$	31
ITU 11	ITU 32	$7,25 \pm 0,12$	27
ITU 12	ITU 31	$7,63 \pm 0,12$	30
ITU 13	ITU 30	$7,61 \pm 0,11$	32
ITU 14	ITU 29	$7,78 \pm 0,13$	29

Table 3.3 – Résultats dans les différentes paires de canaux ITU. Toutes les valeurs montrent une claire violation de l’inégalité de Bell généralisée avec un nombre de déviation important par rapport à la limite classique.

3.4 Conclusion

Après avoir exploité le silicium comme plateforme pour la génération d’états intriqués en énergie-temps au chapitre 2, nous avons, dans ce chapitre, exploité le niobate de lithium. Sur cette dernière, nous avons réalisé des sources de paires de photons intriqués en polarisation, en énergie-temps, et hyper-intriqué sur les deux observables précédentes. Ce chapitre offre une vision complète des différents systèmes d’analyse d’intrication dans le cas des différentes observables utilisées. De plus, les résultats obtenus sont de très bonne qualité comme en témoignent les calculs des différentes visibilité, ou du paramètre $\langle\beta\rangle$ dans le cas des inégalités de Bell généralisées. Il est toutefois difficile de comparer de manière brute les performances des deux plateformes pour la génération de photons.

Premièrement, les processus non-linéaires optiques exploités ne sont pas les mêmes. Le niobate exploite une non-linéarité d’ordre 2, tandis que le silicium repose sur une non-linéarité d’ordre 3. Exploitant un ordre supérieur, le processus de mélange à 4 ondes est nettement moins efficace. Ainsi, en terme de brillance pure, le niobate sera largement meilleur avec un taux de coïncidences par seconde atteignant sans problème plusieurs kHz. Partant de ce constat, le niobate de lithium est donc un matériau très utilisé pour la photonique et de nombreuses preuves expérimentales ont pu voir le jour grâce à ces propriétés de brillance intéressantes.

Contrairement au silicium, il est nettement plus difficile à manipuler, ainsi le filtrage, et le routage sur puce semble compromis. En conséquence, des dispositifs technologiques compacts et réalisables à grande échelle pour des applications dans la communication quantique n’exploiteront probablement pas cette plateforme.

Toutefois, l’avenir réside probablement dans l’hybridation des plateformes, et cette nouveauté apparaît comme une alternative prometteuse. En effet, la tendance actuelle cherche à tirer profit des avantages de chacune de ces plateformes, et des développements de structures en niobate de lithium sur un substrat de silicium commencent à émerger [300, 301, 302, 208, 209, 210]. Plus spécifiquement, l’idée est de

combiner le haut contraste d'indice du silicium avec la susceptibilité de second ordre du niobate. Ainsi, du niobate en couche mince est déposé sur du silicium en guise de revêtement supérieur. Ces structures hybrides sont donc très prometteuses pour toutes les applications en photonique, quantiques incluses.

Méetrologie quantique : mesure à haute précision d'indices de réfraction de fibres optiques

Ce dernier chapitre offre au lecteur une vision sur une nouvelle application des technologies quantiques. En effet, après deux chapitres sur la communication quantique, l'objet est, ici, d'exploiter les propriétés quantiques de la lumière afin de mesurer avec une précision accrue une différence d'indice de réfraction dans des fibres particulières. Dans un premier temps, nous discuterons les motivations de ce développement au travers de notre collaboration avec l'institut XLIM (Limoges) avant d'introduire notre stratégie pour ce type de mesure de différence d'indices. Ensuite, nous présenterons la théorie associée à ce type de mesure reposant sur l'interférence à deux photons. Enfin, nous détaillerons notre système expérimental, les mesures réalisées et les résultats obtenus. Nous discuterons alors de l'avantage quantique qui en découle, notamment en comparaison aux mesures classiques en terme d'augmentation de précision.

4.1 Principe et objectifs

Ce projet de métrologie quantique est né d'une collaboration avec XLIM, un laboratoire de recherche spécialisé dans le design et la fabrication de fibres optiques spéciales, notamment micro-structurées. Leur objectif est de mesurer la différence d'indices de réfraction de leurs fibres bi-cœur avec une précision encore jamais atteinte (10^{-5}). Notre rôle dans le projet est de proposer un schéma expérimental pouvant répondre à leurs exigences de précision, et d'en effectuer les mesures.

4.1.1 Motivations

Le but de ce projet est multiple : il s'agit de mesurer une différence d'indices de réfraction de fibres optiques, mais pas uniquement. En effet, l'idée est d'effectuer ces mesures afin de rétro-agir sur le design et la fabrication des fibres. Ainsi, par itération, au niveau de la fabrication, il est possible, en contrôlant de plus en plus précisément les paramètres, d'aboutir à des matériaux dont les indices sont de plus en plus proches. Il s'agit alors de relever un défi technologique afin de fabriquer des fibres optiques avec des indices de cœur et de gaine quasi identiques. Une des principales motivations est la résolution du problème d'instabilités modales au sein des lasers à fibres optiques [303].

Développés au début des années 1970, les lasers à fibres optiques possèdent de nombreux avantages :

- facilité d'utilisation,
- robustesse,
- absence d'effets de diffraction,
- excellente qualité de faisceau,
- excellente qualité de pompage,
- compacité,
- seuil d'oscillation laser très faible,
- fort gain, très bonne efficacité,
- très bonne dissipation thermique,
- faible coût d'entretien.

Tous ces atouts permettent d'expliquer pourquoi ces lasers sont devenus de plus en plus courants ces dernières années avec notamment 15% des ventes pour l'industrie [303]. Notamment, grâce à un travail considérable lié au développement et à l'optimisation des guides d'ondes à fibre optique, les puissances moyennes extraites des lasers à fibre ont largement été augmentées. Des puissances moyennes records de l'ordre de 10 kW [304] ont pu être mesurées en régime continu et les fibres à très large aire modale [305], $D_{\text{cœur}} > 50 \mu\text{m}$, permettent de repousser efficacement les seuils d'apparition des processus non-linéaires.

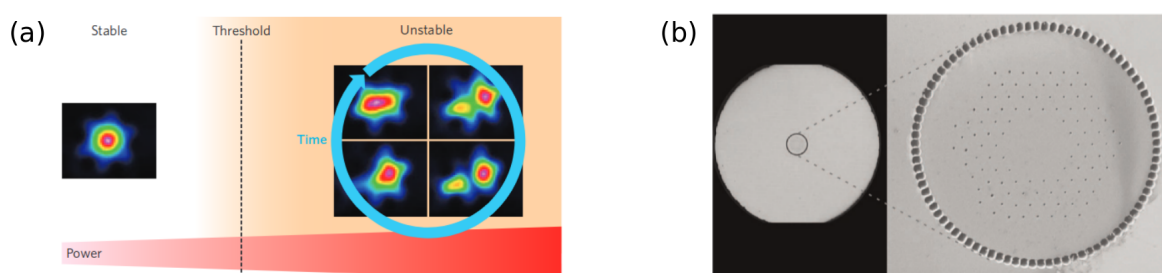


Figure 4.1 – Instabilités modales dans les fibres à large aire modale. (a) Schéma illustrant le phénomène d'instabilité modale. Lorsque le laser à fibre fonctionne sous un certain seuil de puissance, le faisceau de sortie est stable et de bonne qualité. Au-delà, la forme du faisceau commence à fluctuer en fonction du temps, et sa qualité en est dégradée [303]. (b) Schéma d'une fibre à large aire modale à cristaux photoniques dopée Ytterbium [305]

Cependant, depuis 2010, leur évolution est freinée par un problème : les instabilités modales. Ces dernières, comme l'illustre la figure 4.1 (a) se traduisent par des changements périodiques d'indice du cœur de la fibre induisant des oscillations entre le mode fondamental et le second mode. Ces problèmes apparaissent au-delà d'une certaine puissance moyenne extraite, et donc particulièrement dans des architectures de fibres spécialement dédiées à la montée en puissance comme les fibres à large aire modale.

Dans le cas de ces fibres, il est important que l'indice du cœur soit rigoureusement égal à celui de l'indice du matériau de fond (dans la gaine). Même s'il est irréaliste d'atteindre une telle condition, l'objectif est de s'en rapprocher au maximum. Egalement, afin de pré-compenser l'apparition des problèmes thermiques dus à la montée en puissance dans la fibre, et ainsi la modification indicielle, une méthode consiste à réaliser un cœur avec un indice légèrement plus faible. Lorsque la fibre est pompée, l'élévation de l'indice de ce cœur induite par la thermique va rendre la fibre guidante, et égaliser les indices lorsque la fibre sera en fonctionnement. Ainsi, il est essentiel de pouvoir contrôler les valeurs d'indices de réfraction dans le matériau actif (cœur) et dans le matériau passif (gaine) et donc, avant tout de les qualifier expérimentalement par la mesure.

4.1.2 Etat de l'art de mesure d'indice de réfraction

Concernant la mesure d'indice de réfraction, une précision de l'ordre de 10^{-5} permettrait déjà un meilleur contrôle de la différence d'indice de réfraction. En effet, une connaissance complète et précise de l'indice de réfraction d'une fibre optique est critique pour prédire et comprendre diverses caractéristiques dont la dispersion chromatique dans les fibres monomodes, la dispersion modale dans les fibres multi-modes, les pertes d'interconnexion ou encore les seuils de non-linéarité. Une large diversité de techniques de profilage de fibres optiques ont été développées depuis la création de la technologie de la fibre optique [306, 307]. La totalité de ces techniques de mesure d'indice de réfraction reposent sur des méthodes classiques, notamment l'interférométrie en lumière blanche.

Premièrement, il est possible de faire des mesures sur préforme. Dans ce cas, des profilomètres sont typiquement utilisés, offrant des résolutions de l'ordre de $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. C'est le cas du système *P104 Preform Analyzer* de chez Photon Kinetics. Par ailleurs, il existe des méthodes ayant des résolutions de l'ordre de 10^{-6} , mais celles-ci requièrent la préparation de prismes volumineux, ce qui n'est pas envisageable avec les techniques de synthèses de verres de silice existantes.

Deuxièmement, il est possible d'effectuer des mesures directes sur fibres. Ces méthodes sont préférables étant donné qu'elles tiennent compte des effets de tirage de fibres, et que les utilisateurs n'ont généralement pas accès aux données de profil préformées du fabricant. Elles représentent également un défi technologique plus important du fait des dimensions microscopiques de la fibre. Pour ce qui est des mesures directes sur fibre, le système commercial le plus résolu est l'*Interfiber Analysis IFA-100*. Ce dernier mesure l'indice de réfraction par tomographie et présente une résolution de $\pm 1 \cdot 10^{-4}$. Il est possible d'augmenter cette résolution jusqu'à $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ grâce à un traitement de données

statistiques. Toutefois, à notre connaissance, aucun appareil ne permet d'aller plus loin en terme de résolution.

Au niveau des travaux reportés dans la littératures, différentes méthodes sont utilisées. La méthode des rayons réfractés, communément appelée "champ proche réfracté", balaye un point focalisé à travers la face d'un échantillon de fibre clivé et détecte l'amplitude de la lumière s'échappant de cet échantillon de fibre. Cette technique permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 10^{-5} [308]. De manière générale, les techniques plus récentes consistent en des mesures de phase contrairement à la méthode précédemment discutée. L'interférométrie transversale est une approche alternative qui permet de mesurer directement la phase d'un échantillon de fibre à travers une face non clivée [306, 307]. Parmi les différentes méthodes utilisées, nous pouvons citer la microscopie à contraste interférentiel différentiel [309, 310], la microscopie quantitative en phase [311, 312, 313], la tomographie par diffraction [314], ou encore une technique capable de mesurer le profil d'indice de réfraction d'une fibre sur une large bande de longueurs d'ondes utilisant une combinaison d'interférométrie transversale et de spectroscopie à transformée de Fourier [315]. Ces techniques, elles aussi, sont limitées à des précisions de l'ordre de 10^{-4} ou 10^{-5} . La référence [316] offre un panorama plus complet sur toutes les techniques précédemment évoquées.

L'idée de notre mesure n'est pas d'avoir un accès direct à l'indice de réfraction, mais de faire une mesure relative de différence d'indices de réfraction au sein d'une fibre bi-cœur. Ce principe n'ayant jamais été étudié, il est possible de prétendre à des valeurs de résolution encore jamais atteintes.

Par ailleurs, aucune technique reposant sur l'utilisation d'états quantiques n'est répertoriée. Toutefois, de nombreux travaux de métrologie quantique démontrent l'avantage, en terme de sensibilité, des mesures quantiques sur leurs analogues classiques. A titre d'exemple, nous pouvons citer la mesure de dispersion chromatique dans des fibres [261]. Dans notre cas, nous discuterons de l'éventuel avantage sur la précision de nos mesures de l'utilisation d'états quantiques sur une source de lumière classique.

4.1.3 Fibre bi-cœur : présentation de la stratégie employée

Comme introduit précédemment, la stratégie que nous employons est nouvelle et s'attaque au problème des fibres bi-cœurs. Ces fibres, illustrées en figure 4.2, possèdent, comme leur noms l'indiquent, deux cœurs, chacun composé d'un matériau à tester. Le premier matériau sera celui constituant le cœur d'une fibre de type large aire modale, tandis que le second sera celui constituant la gaine. En terme de dimensions, la fibre mesure $131 \mu\text{m}$ de diamètre et les deux cœurs font approximativement le même diamètre, à savoir $10 \mu\text{m}$. Notons qu'une barrière d'air, en gris foncé sur la figure, est placée entre les deux cœurs de manière à éviter toute influence d'un matériau sur l'autre.

Notre stratégie repose sur une méthode d'interférométrie quantique. L'idée consiste alors à construire un interféromètre dont l'un des deux bras sera composé, en partie ou totalement, de cette fibre bi-cœur. Des paires de photons intriqués sont injectées

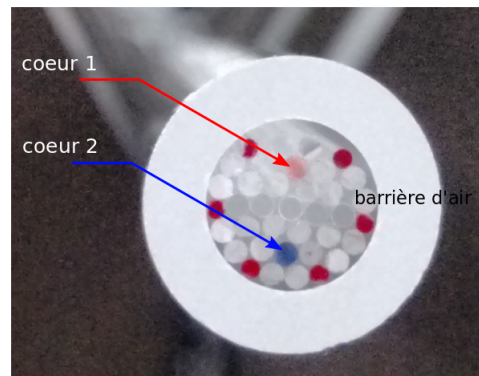


Figure 4.2 – Illustration de la fibre bi-cœurs. Il s'agit plus précisément d'une illustration de la préforme utilisée pour concevoir la fibre optique.

dans l'interféromètre et il sera alors nécessaire de faire une première mesure dans le premier cœur puis d'en effectuer une seconde dans le second cœur. Cette mesure consiste à trouver la position d'égalité des chemins optiques des deux bras par l'intermédiaire d'un nano-positionneur qui permet de retracer le signal d'interférence. Bien sûr, les mesures et détails expérimentaux seront explicités dans la section correspondante. Enfin, en comparant les deux interférogrammes, il sera alors possible d'en déduire de manière relative la différence d'indices optique entre les deux matériaux composant les deux cœurs.

De plus, cette méthode permet d'effectuer des mesures dans les mêmes conditions environnementales pour ces deux matériaux sensibles à la température et à tout autre facteur extérieur.

Dans un premier temps, il est donc question d'identifier l'interférogramme obtenu pour une telle configuration, en prenant en compte tous les phénomènes d'interférence impliqués.

4.2 Différents types d'interférences

Dans un dispositif expérimental exploitant une source de paires de photons intriqués et un interféromètre équilibré (comme celle présentée au chapitre 3), plusieurs effets d'interférence ont lieu. L'interférogramme construit en sortie de ce système est riche, reposant sur les différents types d'interférences que nous détaillons par la suite. L'objectif est d'identifier tous ces effets avant d'effectuer une modélisation complète de notre figure de mérite. Il faut noter que ce travail n'est pas nouveau et a déjà été réalisé [317, 318]. Dans leur travaux, les auteurs s'attachent à décrire les mécanismes d'interférences dans leur interféromètre. Cependant, notre exploitation du dispositif expérimental à des fins de métrologie quantique est inédite et apporte de réelles plus-values.

4.2.1 L'interférence à photon unique

Il est démontré, depuis les expériences de type "fentes de Young", que la lumière possède un comportement ondulatoire, et un comportement particulaire [169]. Si nous considérons la lumière comme une onde et que nous l'envoyons dans un interféromètre de Michelson tel qu'illustré en figure 4.3, alors l'amplitude de l'onde se séparerait en deux lors du premier passage sur le cube séparateur, puis au retour se recombinerait avec un certain décalage de phase entre les deux faisceaux, ce qui déterminerait le niveau de l'interférence observée. Maintenant, si nous considérons la lumière comme composée de particules, et même, si nous considérons un seul photon à l'entrée de cet interféromètre, le photon peut, dans la moitié des cas, choisir d'être transmis dans un bras (schéma de gauche) ou d'être réfléchi dans l'autre bras (schéma de droite). Il en est de même lors du deuxième passage sur le cube séparateur.



Figure 4.3 – Interférence à photon unique. Lorsqu'un photon est injecté dans un interféromètre de Michelson, il se propage dans ce dernier en étant en superposition cohérente entre les deux bras. Toutefois, une condition est nécessaire pour observer cette interférence à photons uniques : le déséquilibre temporel de l'interféromètre doit être inférieur au temps de cohérence du photon.

Cependant, sachant que les photons sont des systèmes quantiques indivisibles, contrairement à l'onde, et qu'ils produisent également un motif d'interférence à la sortie de l'interféromètre, ceci définit ce que l'on appelle couramment l'interférence à photon unique. Par abus de langage, on dit que le photon unique interfère avec lui même dans son temps de cohérence.

Mathématiquement, l'interférogramme est une courbe sinusoïdale de la forme :

$$N(x) = N_0(1 - V \cos(\frac{\omega}{2}x)), \quad (4.1)$$

où ω est la pulsation, x la phase relative entre les deux bras de l'interféromètre, et V la visibilité des franges d'interférences.

A ce stade, il est important de noter que ces interférences à photons uniques battent à la fréquence des photons. Cela aura un impact fort par la suite, lors de l'analyse de l'interférogramme complet. Pour être tout à fait correct, nous observons plus spécialement

une double interférence à photons uniques, chacun des photons de la paire étant sujet à ce phénomène d'interférence.

4.2.2 L'interférence de type Franson

Le second type d'interférence qui a lieu dans la configuration expérimentale utilisée est induit par les deux photons de la paire. Nous avons déjà rencontré ce phénomène précédemment dans le manuscrit lors de l'analyse de l'intrication énergie-temps.

Cet effet d'interférence à deux photons intervient alors lorsqu'une paire de photons est injectée dans l'interféromètre. Dans le cas où la paire n'est pas séparée lors du premier passage sur le cube séparateur, nous pouvons observer l'interférence de type Franson [197]. Ces cas sont représentés en figure 4.4.



Figure 4.4 – Interférence de type Franson. Une paire de photons est injectée dans l'interféromètre de Michelson représenté. Dans 50% des cas, la paire est séparée, et dans 50% des cas les deux photons de la paire restent groupés pour se propager dans l'interféromètre. En fonction de la phase de l'interféromètre, nous observons en sortie une figure d'interférence, dite de Franson.

La figure d'interférence obtenue est également une courbe sinusoïdale à la différence que la fréquence d'oscillation n'est plus celle de la longueur d'onde des photons uniques mais du faisceau de pompe qui leur a donné naissance. En d'autres termes, dans notre cas de génération des paires de photons par conversion paramétrique, la fréquence de l'interférogramme de 780 nm correspond à la longueur d'onde du laser de pompe, et non 1560 nm comme c'est le cas pour les interférences à photons uniques. La présence de cet effet d'interférence à deux photons nous offre une différence fondamentale qui se trouve être à l'origine de la supériorité quantique dans nos mesures.

4.2.3 L'interférence de type Hong-Ou-Mandel

Nous avons également déjà discuté de l'importance des états $N00N$, notamment dans des applications en métrologie quantique. Ici, ce type d'état est créé lorsque la paire de photons est séparée au passage sur le cube séparateur. Les cas sont illustrés en



Figure 4.5 – Création d'états N00N. Dans les 50% des cas où la paire de photon est séparée (complémentaire au cas Franson), les photons sont réfléchis sur les miroirs de l'interféromètre de Michelson et sont recombinaés sur le cube séparateur. Si ces photons sont parfaitement identiques, alors ils quittent l'interféromètre par le même bras de sortie de l'interférence, donnant naissance à un état N00N.

figure 4.5. Lors de leur recombinaison au retour sur le cube séparateur, dans le cas où les photons sont parfaitement identiques, en terme de longueur d'onde, polarisation et temps d'arrivée, ils sont transmis (ou réfléchis) dans le même bras de sortie, donnant ainsi naissance à l'état N00N. Par exemple, sur la figure 4.5 dans 50% des cas où les photons sont identiques, le port de sortie indicé "OUT" contiendra les deux photons tandis que la deuxième sortie "IN" (qui est également l'entrée dans le cas d'un interféromètre de Michelson) n'en contiendra aucun, et *vice versa*.

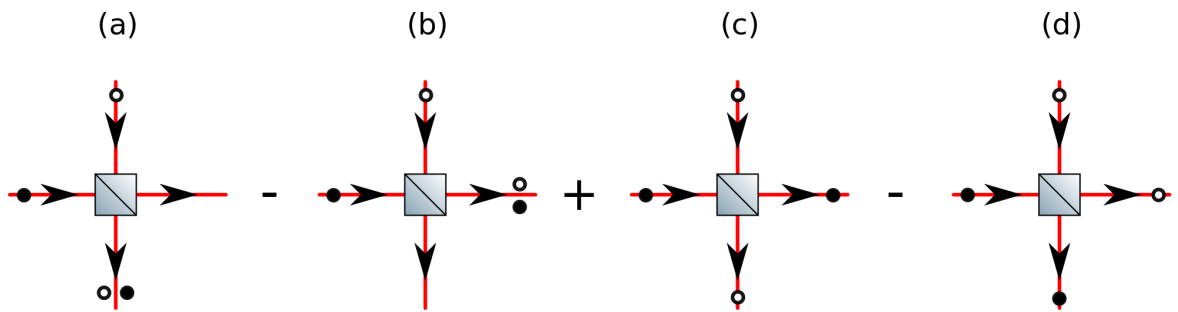


Figure 4.6 – Explication physique de l'état N00N. Représentation schématique des quatre possibilités lorsque deux photons sont incidents, chacun de leur côté, sur un cube séparateur. Les amplitudes de probabilité de ces quatre possibilités sont ensuite additionnées. A cause de la réflexion d'un côté du cube qui induit un décalage de phase de π , correspondant à un facteur -1, les cas (c) et (d) se simplifient lorsque les photons sont parfaitement indiscernables. Un état N00N de type $\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|20\rangle - |02\rangle)$ est donc créé.

Pour expliquer le fonctionnement de cet effet, il faut tenir compte des quatre possibilités offertes aux photons quand ils arrivent chacun de leur côté sur le cube séparateur.

Premièrement, un photon est transmis tandis que l'autre est réfléchi. Il en résulte, comme le montre la figure 4.6 (a), que les deux photons quittent le cube par le même bras. Le cas inverse est proposé en figure 4.6 (b) et montre le même résultat. Ensuite, les deux derniers cas sont représentés en figures 4.6 (c) et (d) respectivement, où les deux photons sont soit transmis, soit réfléchis. A la suite de ces deux derniers cas, chaque photon se propage de manière individuelle, chacun dans un bras de sortie du cube séparateur. De plus, la réflexion sur l'une des faces du cube induit un décalage de phase relatif de π , correspondant à un facteur -1. Lorsque les amplitudes de probabilité de ces quatre cas sont additionnés, si la condition d'indiscernabilité sur les deux photons considérés est respectée, alors les cas (c) et (d) vont se simplifier, donnant naissance à un état N00N.

La signature expérimentale d'un état N00N, représentée en figure 4.7, est ce qu'on appelle un HOM dip¹. Typiquement, la longueur d'onde et la polarisation des photons

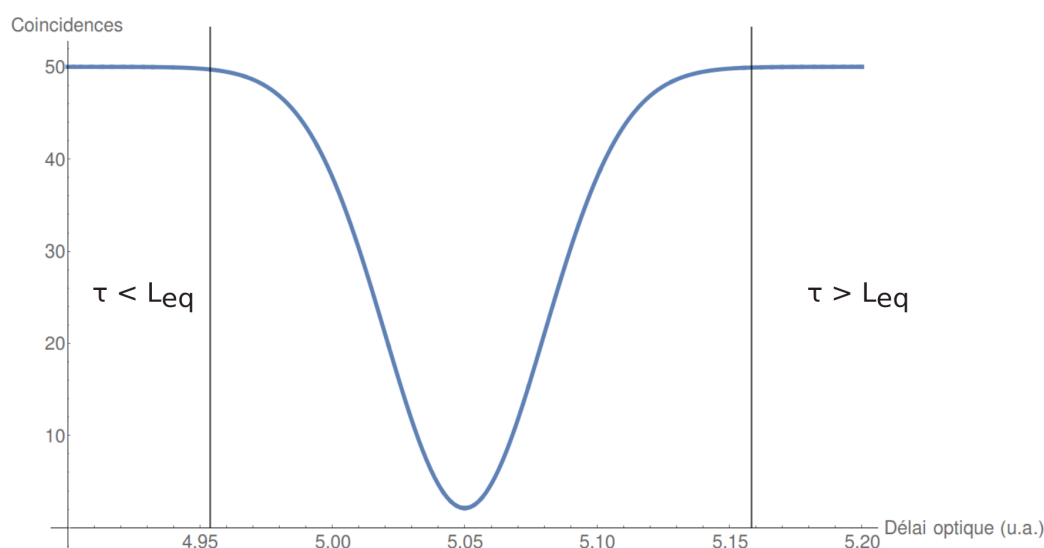


Figure 4.7 – HOM dip. Signature d'interférence d'un état N00N. La largeur à mi-hauteur du dip correspond au temps de cohérence des photons, si ceux-ci sont identiques.

sont préalablement réglés pour être rigoureusement identiques. Ainsi, il est possible de visualiser le HOM dip en réglant le dernier paramètre : le temps d'arrivée des photons sur le cube séparateur. Dans les deux parties extrêmes de la courbe, les photons arrivent sur le cube séparateur de manière décalée dans le temps. Ainsi, nous observons des coïncidences entre les deux sorties de l'interféromètre. A partir d'un certain moment, les temps d'arrivée s'égalisent et les états N00N sont créés. Lorsque le délai optique permet une égalisation parfaite des temps d'arrivée des photons, le taux de coïncidence est nul, synonyme que les photons d'une même paire quittent l'interféromètre par la même sortie.

1. *HOM pour Hong-Ou-Mandel, du nom des trois physiciens qui ont donné leur nom à cet effet d'interférence [319].*

Dans certains dérivés expérimentaux, il est possible d'observer des figures d'interférences de type HOM-peak. C'est notamment le cas dans l'expérience que nous allons détailler un peu plus tard dans ce chapitre. La seule modification est l'ajout d'un *beam-splitter* sur la sortie de l'interféromètre (cf figure 4.8). Ainsi, lorsque les deux photons quittent l'interféromètre, ils sont à nouveau séparés par ce *beam-splitter* pour donner des coïncidences. Cela explique pourquoi nous obtenons un pic (un surplus de coïncidences) au lieu d'un dip (une absence de coïncidences). Le principe reste le même et nous détaillerons également comment créer expérimentalement cette signature caractéristique.

4.3 Modélisation de la figure d'interférence complète

Tous les effets d'interférence pouvant se produire dans un interféromètre de Michelson équilibré ayant été discutés, voyons désormais le modèle complet, tenant compte de ces effets.

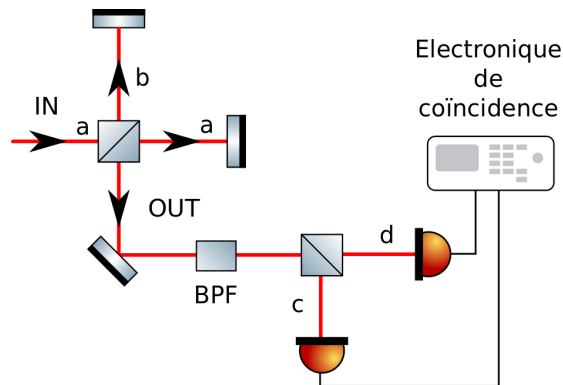


Figure 4.8 – Dispositif expérimental pour la modélisation. Dans la suite, lors de l'établissement du modèle, nous considérons le cas expérimental simplifié schématisé ci-dessus. Une paire de photons est injectée dans un interféromètre de Michelson par le port dénoté IN. La paire de photons se propage dans l'interféromètre, le quittant par le seul port OUT que nous considérons. Ensuite, les photons traversent un filtre passe-bande (BPF), puis sont séparés par un cube séparateur. Ils sont enfin détectés par des compteurs de photons.

Le calcul détaillé par la suite est effectué à partir du schéma expérimental de la figure 4.8. Une paire de photons intriqués est injectée dans un interféromètre de Michelson par l'entrée IN. A la sortie de cet interféromètre, les photons sont de nouveau séparés par un cube séparateur 50/50 avant d'être détectés dans les deux modes de sortie du cube par des détecteurs à comptage de photons. Dans le calcul suivant, nous nous intéressons aux cas où les deux photons d'une paire sont détectés dans des modes de sortie différents, c'est-à-dire aux cas donnant lieu à des coïncidences. Ces dernières sont étudiées en fonction de la différence de chemin entre les deux bras de l'interféromètre.

4.3.1 Evolution d'un mode d'entrée à travers l'interféromètre

Dans un premier temps, considérons le cas simple de l'évolution d'un mode d'entrée a injecté dans l'interféromètre de Michelson. Nous dénotons a_{in}^\dagger l'opérateur création à l'entrée de l'interféromètre, évoluant en $a_{in}^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(ia^\dagger + b^\dagger)$, a^\dagger et b^\dagger représentant les chemins supérieurs et inférieurs de l'interféromètre. La différence de chemin τ entre les deux bras est décrite par le décalage en phase $a^\dagger \rightarrow a^\dagger e^{i\tau\omega}$.

Ainsi, on peut écrire l'évolution du mode d'entrée après le premier passage sur le cube séparateur comme :

$$\begin{aligned} a_{in}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ia^\dagger + b^\dagger) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ia^\dagger + e^{i\omega\tau}b^\dagger). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Puis, lors du retour sur le cube séparateur :

$$\begin{aligned} a_{in}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(i(a_{in}^\dagger + b_{out}^\dagger)/\sqrt{2} + e^{i\omega\tau}(ib_{out}^\dagger + a_{in}^\dagger)/\sqrt{2}) \\ &= ie^{i\omega\frac{\tau}{2}}(\sin\omega\frac{\tau}{2}a_{in}^\dagger + \cos\omega\frac{\tau}{2}b_{out}^\dagger). \end{aligned} \quad (4.3)$$

En ne conservant qu'une seule sortie de l'interféromètre, l'équation (4.3) s'écrit :

$$a_{in}^\dagger = ie^{i\omega\frac{\tau}{2}} \cos\omega\frac{\tau}{2}b_{out}^\dagger. \quad (4.4)$$

Enfin, après le passage sur le dernier cube séparateur, nous obtenons :

$$a_{in}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2}}e^{i\omega\frac{\tau}{2}} \cos\omega\frac{\tau}{2}(ic^\dagger + d^\dagger). \quad (4.5)$$

4.3.2 Etats à deux photons dans l'interféromètre

Les paires de photons sont créées par conversion paramétrique et sont émises de manière colinéaire. Elles sont filtrées spectralement avant d'être injectées dans l'interféromètre de Michelson via le mode d'entrée a . Elles peuvent être décrites par l'état à deux photons

$$|\Phi_{in}\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') a_\omega^\dagger a_{\omega'}^\dagger |0\rangle. \quad (4.6)$$

Ici, a_ω^\dagger and $a_{\omega'}^\dagger$ sont respectivement les opérateurs de création d'un photon à la fréquence ω et d'un photon à la fréquence ω' . $G(\omega, \omega')$ caractérise la distribution spectrale des photons créés. Dans les lignes suivantes, nous nous intéressons à l'évolution de l'état ci-dessus à travers l'interféromètre.

$$|\Phi_{in}\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') a_{\omega}^{\dagger} a_{\omega'}^{\dagger} |0\rangle \quad (4.7)$$

$$\rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') \frac{-e^{i(\omega+\omega')\frac{\tau}{2}}}{2} \cos \omega \frac{\tau}{2} (ic_{\omega}^{\dagger} + d_{\omega}^{\dagger}) \cos \omega' \frac{\tau}{2} (ic_{\omega'}^{\dagger} + d_{\omega'}^{\dagger}) |0\rangle \quad (4.8)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') \frac{-e^{i(\omega+\omega')\frac{\tau}{2}}}{2} \cos \omega \frac{\tau}{2} \cos \omega' \frac{\tau}{2} (d_{\omega}^{\dagger} d_{\omega'}^{\dagger} + ic_{\omega}^{\dagger} d_{\omega'}^{\dagger} + id_{\omega}^{\dagger} c_{\omega'}^{\dagger} - c_{\omega}^{\dagger} c_{\omega'}^{\dagger}) |0\rangle \quad (4.9)$$

Il faut noter que les termes $c_{\omega}^{\dagger} d_{\omega'}^{\dagger}$ et $d_{\omega}^{\dagger} c_{\omega'}^{\dagger}$ décrivent les cas où un photon peut se trouver dans n'importe quel mode de sortie. Ces cas vont mener à une mesure de coïncidences entre les deux détecteurs. La détection d'un photon à la fréquence ν_c dans le mode au temps t_c est décrit par $E_c^{(\dagger)}(t_c) = \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_c e^{-i\nu_c t_c} c(\nu_c)$, avec c étant l'opérateur d'annihilation d'un photon dans le mode c . Nous nous intéressons à la détection d'un photon dans le mode c au temps t_c et un photon dans le mode d au temps t_d . Il vient :

$$E_c^{(\dagger)}(t_c) E_d^{(\dagger)}(t_d) |\Phi\rangle \quad (4.10)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_c e^{-i\nu_c t_c} c(\nu_c) d\nu_d e^{-i\nu_d t_d} d(\nu_d) d\omega d\omega' G(\omega, \omega') \frac{-e^{i(\omega+\omega')\frac{\tau}{2}}}{2} \cos \omega \frac{\tau}{2} \cos \omega' \frac{\tau}{2} (d_{\omega}^{\dagger} d_{\omega'}^{\dagger} + ic_{\omega}^{\dagger} d_{\omega'}^{\dagger} \quad (4.11)$$

$$+ id_{\omega}^{\dagger} c_{\omega'}^{\dagger} - c_{\omega}^{\dagger} c_{\omega'}^{\dagger}) |0\rangle \quad (4.12)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') \frac{-ie^{i\omega_p \frac{\tau}{2}}}{2} \cos \omega \frac{\tau}{2} \cos \omega' \frac{\tau}{2} (e^{-i\omega t_c} e^{-i\omega' t_d} + e^{-i\omega t_d} e^{-i\omega' t_c}) |0\rangle \quad (4.13)$$

$$= A_{cd}(t_c, t_d) |0\rangle. \quad (4.14)$$

La probabilité de détecter une coïncidence entre les modes a et b est donnée par $P_{\text{coin}}(t_c, t_d) = |A_{cd}(t_c, t_d)|^2$. Dans notre cas, les deux photons sont corrélés en fréquence, donc $G(\omega, \omega') = g(\omega)g(\omega')\delta(\omega_p - \omega - \omega')$. $g(\omega)$ dépend des filtres utilisés. Remarquons que la normalisation de $G(\omega, \omega')$ impose la condition $\int_{-\infty}^{\infty} |g(\omega)|^2 d\omega = 1$. Comme les deux photons passent à travers le même filtre, leurs distributions spectrales $g(\omega)$ et $g(\omega')$ sont identiques et $G(\omega, \omega') = G(\omega', \omega)$ et symétrique. Pour cette raison, $A_{cd}(t_c, t_d)$ peut être simplifié comme suit :

$$A_{cd}(t_c, t_d) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega d\omega' G(\omega, \omega') (-ie^{i\omega_p \frac{\tau}{2}}) \cos \omega \frac{\tau}{2} \cos \omega' \frac{\tau}{2} e^{-i\omega t_c} e^{-i\omega' t_d}. \quad (4.15)$$

En utilisant les relations $2 \cos \omega \frac{\tau}{2} \cos \omega' \frac{\tau}{2} = \cos \frac{\omega_p}{2} \tau + \cos \frac{2\omega - \omega_p}{2} \tau$ et $\omega' = \omega_p - \omega$ dû à la conservation de l'énergie durant le processus de génération, A_{cd} peut être écrit comme :

$$A_{cd}(t_c, t_d) = -ie^{i\omega_p(\frac{\tau}{2} - t_b)} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t_c} e^{i\omega t_d} (\cos \frac{\omega_p}{2} \tau + \cos \frac{2\omega - \omega_p}{2} \tau). \quad (4.16)$$

Soit $\theta = t_c - t_d$ la différence temporelle entre les deux détections de coïncidences, alors $A_{cd}(\theta)$ en fonction de θ s'écrit comme :

$$A_{cd}(\theta) = \frac{-ie^{i\omega_p(\frac{\tau}{2}-t_b)}}{2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega\theta} \cos \frac{\omega_p}{2}\tau + \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega\theta} \cos \frac{2\omega - \omega_p}{2}\tau \right) \quad (4.17)$$

$$= \frac{-ie^{i\omega_p(\frac{\tau}{2}-t_b)}}{2} \left(I_1 + I_2 \right). \quad (4.18)$$

La première intégrale I_1 donne :

$$I_1 = \cos\left(\frac{\omega_p}{2}\tau\right) e^{-i\frac{\omega_p}{2}\theta} \hat{g}'(\theta). \quad (4.19)$$

Notons que $g'(\omega) = g(\omega + \omega_p/2)$ représente le spectre centré autour de 0 au lieu de $\omega_p/2$ et $\hat{g}'(\theta)$ est une écriture simplifiée pour la transformée de Fourier $\hat{g}'(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} g'(\omega) e^{-i\omega\theta} d\omega$.

La seconde intégrale I_2 donne :

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega\theta} \cos \frac{2\omega - \omega_p}{2}\tau \quad (4.20)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega\theta} \frac{1}{2} (e^{i\frac{2\omega - \omega_p}{2}\tau} + e^{-i\frac{2\omega - \omega_p}{2}\tau}) \quad (4.21)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega\theta} (e^{i\omega\tau} e^{-i\frac{\omega_p}{2}\tau} + e^{-i\omega\tau} e^{i\frac{\omega_p}{2}\tau}) \quad (4.22)$$

$$= \frac{1}{2} e^{-i\frac{\omega_p}{2}\theta} [\hat{g}'(\theta - \tau) + \hat{g}'(\theta + \tau)]. \quad (4.23)$$

La probabilité de coïncidence $P_{coinc}(\theta) = |A_{cd}(\theta)|^2$ entre les modes c et d peut être calculée en élevant cette expression au carré. Nous devons considérer que les détecteurs utilisés n'ont pas une résolution temporelle parfaite et souffrent d'une incertitude T qui peut être importante. Ainsi, pour des petits θ , c'est-à-dire inférieurs aux jitters T des détecteurs, $A_{cd}(\theta)$ ne peut être résolu en fonction de θ . Nous devons intégrer sur tous les θ compris entre $-T/2$ et $T/2$.

Cela donne :

$$P_{coinc}(\tau) = \frac{1}{4} \int_{-T/2}^{T/2} d\theta \left| \cos\left(\frac{\omega_p}{2}\tau\right) \hat{g}'(\theta) + \frac{1}{2} [\hat{g}'(\theta - \tau) + \hat{g}'(\theta + \tau)] \right|^2. \quad (4.24)$$

Puisque nous détectons, ou pas, la paire indépendamment des jitters T des détecteurs² nous pouvons laisser l'intégrale tendre vers l'infini et nous obtenons :

2. Cela reste vrai lorsque que l'intégrale tend vers zéro en dehors de l'intervalle $[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}]$. En principe, cela est garanti car la largeur $\hat{g}'(\theta)$, respectivement le temps de cohérence des photons et le délai temporel τ dans un des bras de l'interféromètre sont largement inférieurs au temps de jitter T des détecteurs.

$$P_{coinc} = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \left| \cos\left(\frac{\omega_p}{2}\tau\right) \hat{g}'(\theta) + \frac{1}{2} [\hat{g}'(\theta - \tau) + \hat{g}'(\theta + \tau)] \right|^2 \quad (4.25)$$

$$= \frac{1}{4} \left[\cos^2(\omega_p \tau / 2) + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} (\hat{g}' \star \hat{g}'(2\tau)) + 2 \cos(\omega_p \tau / 2) (\hat{g}' \star \hat{g}'(\tau)) \right] \quad (4.26)$$

$$= \frac{1}{4} \left[1 + \frac{1}{2} \cos(\omega_p \tau) + \frac{1}{2} (\hat{g}' \star \hat{g}'(2\tau)) + 2 \cos(\omega_p \tau / 2) (\hat{g}' \star \hat{g}'(\tau)) \right], \quad (4.27)$$

où $(\hat{g}' \star \hat{g}'(\tau)) = \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \hat{g}'(\theta) \hat{g}'^*(\theta - \tau)$ représente l'auto-corrélation de \hat{g}' .

Nous pouvons identifier quatre termes dans l'équation (4.27). Notons que le second terme décrit l'oscillation de type Franson provenant de la création d'états N00N. Le troisième terme, quant à lui, décrit l'interférence de type Hong-Ou-Mandel donnant la forme globale de l'interférogramme. Enfin, le quatrième terme se rapporte à la double interférence à photons uniques de chacun des photons de la paire.

4.3.3 Interférogramme théorique

En reprenant le résultat de la partie précédente et en considérant un filtre dont le spectre est carré, tel que celui utilisé expérimentalement, la transformée de Fourier fait apparaître une fonction sinus cardinal. Ainsi, la probabilité de coïncidence s'écrit comme :

$$P_{coinc} = y_0 + \cos^2\left(\frac{\omega_p}{2}\tau\right) + \frac{1}{2} - 2\cos\left(\frac{\omega_p}{2}\tau\right) \text{sinc}(\tau\delta) + \frac{1}{2} \text{sinc}(2\tau\delta), \quad (4.28)$$

donnant lieu, comme c'est le cas dans des précédents travaux similaires [318], à l'interférogramme de forme plutôt "complexe" de la figure 4.9.

Nous remarquons sur ce graphique trois points importants :

- Premièrement, la forme générale est associée au terme en sinus cardinal. Cependant, nous reconnaissons bien une figure de type HOM peak, dont le centre représente le point d'indiscernabilité des photons.
- Deux zones sont discernables. Tout d'abord, aux extrémités de l'interférogramme, les franges d'oscillations battent à la longueur d'onde de la pompe, *i.e.* 780 nm, tandis que dans la partie centrale, la période des franges correspond à la longueur d'onde des photons, c'est-à-dire 1560 nm. Cela est expliqué en tenant compte de la longueur de cohérence des photons. En effet, dans les parties extrêmes, l'interféromètre est suffisamment déséquilibré pour n'observer que les interférences de type Franson. Cependant, plus l'interféromètre s'équilibre, plus la double interférence à photon unique apparaît. Ainsi, dans la partie centrale de l'interférogramme, zone dans laquelle le délai optique entre les deux bras est nul, on voit une somme entre les oscillations de type Franson à 780 nm et celles dues à l'interférence à photon unique à 1560 nm. Pour justifier le fait que les effets d'interférence à photons uniques ont une influence sur une mesure de coïncidence,

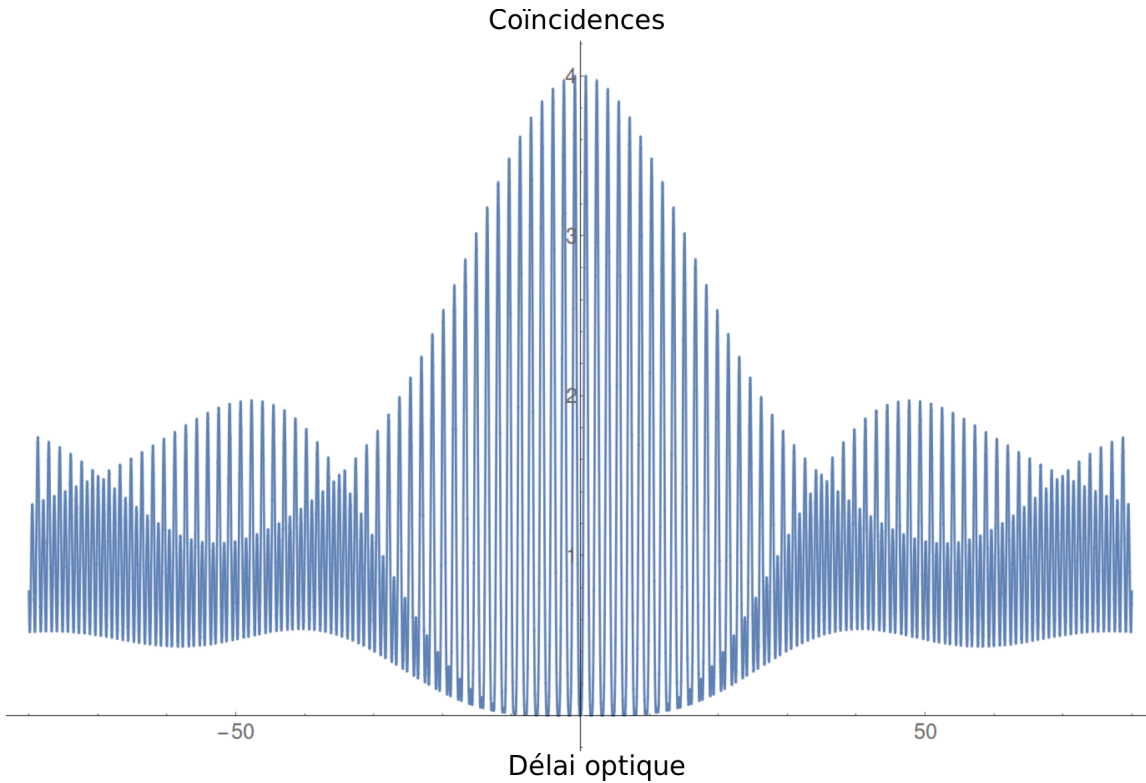


Figure 4.9 – Interférogramme théorique selon l'équation (4.28). Nous reconnaissons la forme générale de HOM-peak modulée par un sinus cardinal dû à la forme spectrale du filtre passe bande. Dans la partie centrale, les franges oscillent à la fréquence des photons générés, soit 1560 nm. A partir d'un déséquilibre supérieur à la longueur de cohérence des photons, les oscillations sont de type Franson, à la longueur d'onde du laser de pompe, soit 780 nm.

nous nous sommes intéressés aux flux de photons sur chacun des deux détecteurs. Sur ces derniers, nous vérifions que chacun d'eux oscillent de manière sinusoïdale à la longueur d'onde des photons uniques (interférence à photon unique). Ainsi, puisque les deux signaux sinusoïdaux sont en phase, l'interférogramme construit à partir de mesures de coïncidence sera sensible à ces effets d'interférence.

- Le dernier point est une conséquence directe du précédent. La question est : où est l'avantage quantique si les franges d'interférences sont à la fréquence des photons uniques? En effet, avec une mesure quantique nous aurions dû nous attendre à une fréquence double dans la mesure où des états $N00N$ à deux photons sont exploités. Cette augmentation de la fréquence aurait également été synonyme d'une augmentation de la précision lors de la détermination de la position d'équilibre. La réponse se trouve en zoomant dans la partie centrale de l'interférogramme. Comme

le montre la figure 4.10, nous pouvons voir que les oscillations ne sont plus de type sinusoïdales simples, mais sont plus piquées (résultant de la superposition entre les oscillations de type Franson et celles dues à l'interférence à photon unique). Ainsi, l'avantage quantique, et l'augmentation de la précision de la mesure se trouve dans la capacité à déterminer plus précisément la valeur de l'équilibre grâce à une pente plus grande.

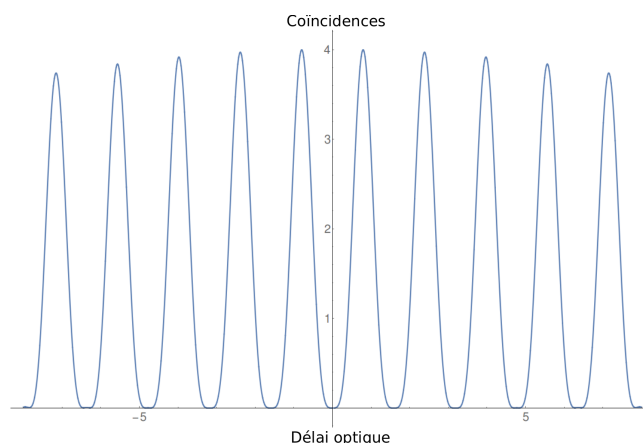


Figure 4.10 – Zoom au centre de l'interférogramme. Cette figure permet de voir la forme des oscillations dans la partie centrale de l'interféromètre. Il ne s'agit pas de simples sinusoïdes mais celles-ci sont beaucoup plus piquées. Ce comportement résulte d'une compétition entre l'interférence à photon unique et les oscillations de type Franson.

4.4 Dispositif expérimental et résultats

Dans cette section, nous allons présenter le dispositif expérimental ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. En tenant compte des spectres d'émission de la source ainsi que des filtres utilisés, nous comparons ces résultats expérimentaux au modèle théorique qui a été développé précédemment. Enfin, nous concluerons sur la valeur de la différence d'indice mesurée entre ces deux cœurs, de la précision associée à cette mesure ainsi que des perspectives pour ces travaux.

4.4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, déjà brièvement introduit, peut être décomposé en plusieurs parties.

Premièrement, le laser de pompe que nous utilisons est un laser continu émettant à 780 nm. Il est spectralement purifié par un prisme et sa puissance est contrôlée par

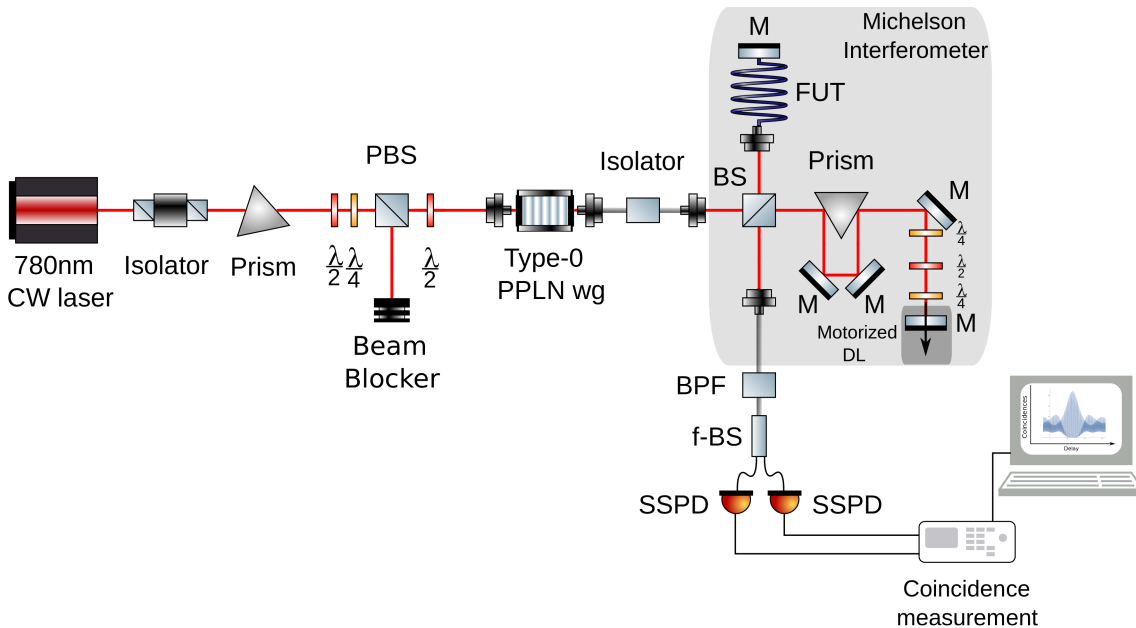


Figure 4.11 – Dispositif expérimental complet. Un laser continu à 780 nm, nettoyé spectralement par un prisme et dont la puissance et la polarisation sont contrôlées, est utilisé pour pomper un guide PPLN de type-0. Ce dernier génère des paires de photons au point de dégénérescence, à la longueur d’onde de 1560 nm. Ces paires sont ensuite dirigées vers un interféromètre de Michelson, dont un bras est composé de la fibre sous test (FUT), et l’autre bras est celui de référence, dont la longueur est ajustable grâce à une platine nanométrique (DL). A la sortie de l’interféromètre, les paires de photons sont détectées par des détecteurs supra-conducteurs après un passage dans un filtre passe-bande (BPF). La mesure repose ensuite sur de l’électronique de coïncidence.

l’intermédiaire de lames à retard et d’un PBS. Ce faisceau doit être de bonne qualité car il est ensuite utilisé pour pomper le guide d’onde PPLN responsable de la génération des paires de photons d’intérêt. Le cristal utilisé étant le même que celui du chapitre précédent, le spectre d’émission est celui de la figure 4.12, que nous avons rigoureusement réglé pour être à la dégénérescence. Ce paramètre est capital pour obtenir une bonne visibilité de la figure d’interférence, notamment par rapport à l’effet Hong-Ou-Mandel. Une parfaite indiscernabilité des photons est requise, aussi bien en polarisation, qu’en temps d’arrivée et qu’en longueur d’onde. En terme de chiffres, le cristal est pompé à basse puissance, de l’ordre de quelques dizaines de μW afin d’éviter l’émission multipaires.

Le système est basé sur une méthode d’interférométrie quantique, ainsi, la troisième partie du dispositif est celle qui contient l’interféromètre. La spécificité de l’interféromètre est qu’il est composé d’un bras fibré tandis que le deuxième est en espace libre. Ce dernier constitue le bras de référence, dont la longueur est ajustable grâce à l’utilisation d’une

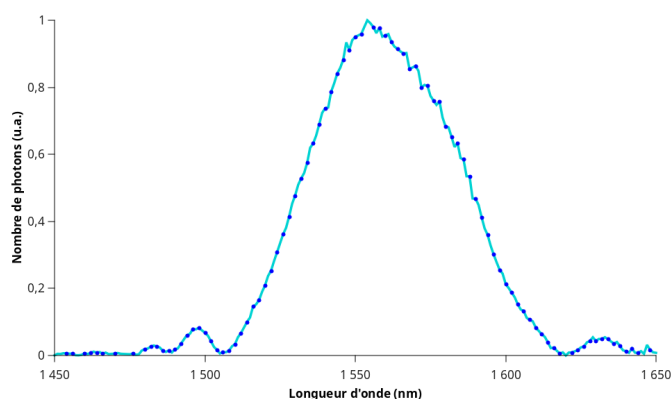


Figure 4.12 – Spectre d’émission des paires de photons. Les photons générés au sein du guide PPLN sont dégénérés en longueur d’onde, autour de 1560 nm. Cela est primordial pour garantir une bonne visibilité lors de l’interférence de type Hong-Ou-Mandel.

platine de translation nanométrique. Le choix de cette platine est primordial puisque la précision de notre mesure repose en grande partie sur le pas et la précision de cette dernière. Notamment, le pas minimum de notre platine est de 10 nm, avec une précision de l’ordre de ± 10 nm. Concernant la fibre sous test insérée dans l’interféromètre, la lumière est couplée dedans grâce à un système standard de bloc 3 axes associé à une lentille. Une des particularités du dispositif est la méthode utilisée pour combiner cette fibre au miroir de fin de bras. Pour ce faire, nous approchons délicatement la fibre du miroir et grâce à un capteur de force positionné au contact de la fibre, nous pouvons détecter le point de contact entre la fibre et le miroir. Une valeur de quelques Newtons nous permet de conclure sur le bon positionnement de la fibre contre le miroir.

En sortie de l’interféromètre, les paires de photons sont dirigées vers un filtre passe bande. Ce filtre, dont le spectre de transmission est indiqué en figure 4.13, donne la forme de sinus cardinal à l’interférogramme complet. Ce dernier permet de sélectionner la partie centrale de notre spectre d’émission, et de supprimer des effets indésirables qui pourraient se produire à plus hautes ou plus basses longueurs d’ondes. De plus, le choix d’une largeur suffisamment grande permet de garder une longueur de cohérence acceptable, offrant un bon compromis entre filtrage, largeur d’interférogramme et nombre de photons transmis.

Enfin, la dernière étape de ce dispositif expérimental est celle de la détection. Pour cela, nous utilisons des détecteurs supra-conducteurs avec une efficacité de détection de l’ordre de 65%. Ces détecteurs nous permettent surtout de réduire les pertes sur les paires de photons en fin de dispositif, et nous assurent un nombre de coïncidences de plusieurs centaines par seconde.

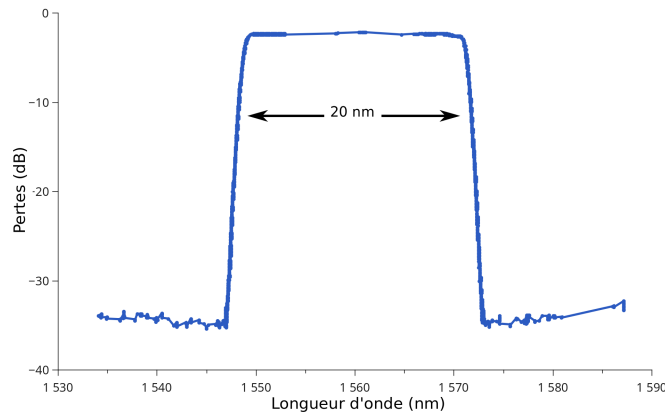


Figure 4.13 – Spectre de transmission du filtre. Le filtre utilisé est un filtre large bande de 20 nm. Sa forme rectangulaire donne à l’interférogramme une forme en sinus cardinal. Une telle largeur permet de s’affranchir de phénomènes non désirés en dehors de la zone d’intérêt du spectre, et permet de conserver une largeur spectrale suffisante.

4.4.2 Réglage de l’interféromètre

Une fois le dispositif expérimental complètement monté, il reste à équilibrer l’interféromètre avant d’effectuer la mesure finale. Cette étape peut être réalisée par l’intermédiaire de différentes méthodes. Nous décidons de consacrer une section à cette étape pour deux raisons. Premièrement, c’est une étape classique qui est nécessaire dans bons nombres d’expériences de métrologie quantique basées sur de l’interférométrie. De plus, la méthode consiste à injecter une diode super lumineuse aux longueurs d’ondes télécom dans l’interféromètre pour effectuer des interférogrammes classiques. Cette mesure servira donc de référence classique et pourra directement être comparée avec les résultats des mesures quantiques.

Tout d’abord, notre interféromètre est stable sur une échelle temporelle de plusieurs dizaines de minutes. Cette stabilité est suffisante car l’utilisation de détecteurs supraconducteurs rend nos mesures rapides. Pour ce qui est de l’équilibrage de l’interféromètre, il est nécessaire pour notre méthode d’injecter une diode super-luminescente large bande, dont le spectre est indiqué en figure 4.14. Le fait de travailler avec un interféromètre stable nous permet de garantir un niveau de puissance constant en sortie d’interféromètre lorsque ce dernier n’est pas équilibré. L’utilisation d’une diode large bande nous permet d’observer des interférences sur une faible longueur de déséquilibre. Typiquement, pour une diode de 50 nm de largeur spectrale, la longueur de cohérence est de l’ordre de 50 μm .

Ainsi, en ajustant continuellement la longueur du bras de référence, à partir d’un certain seuil, des interférences commencent à apparaître. Partant de là, l’interféromètre est équilibré à $\pm 50 \mu\text{m}$. La figure 4.15 montre l’interférogramme classique obtenu. Il faut

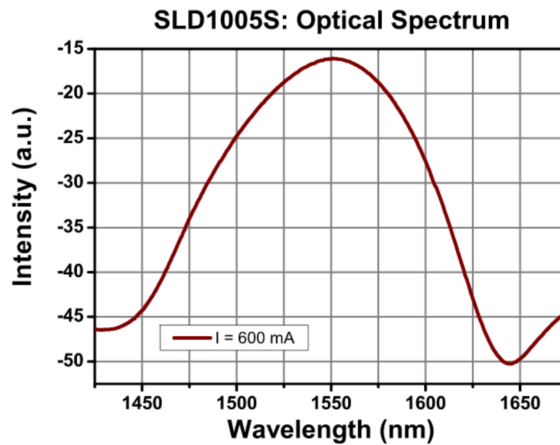


Figure 4.14 – Spectre d’émission de la diode super-luminescente. Ce spectre de 50 nm de largeur à mi-hauteur est utilisée pour équilibrer l’interféromètre à $\pm 50 \mu\text{m}$.

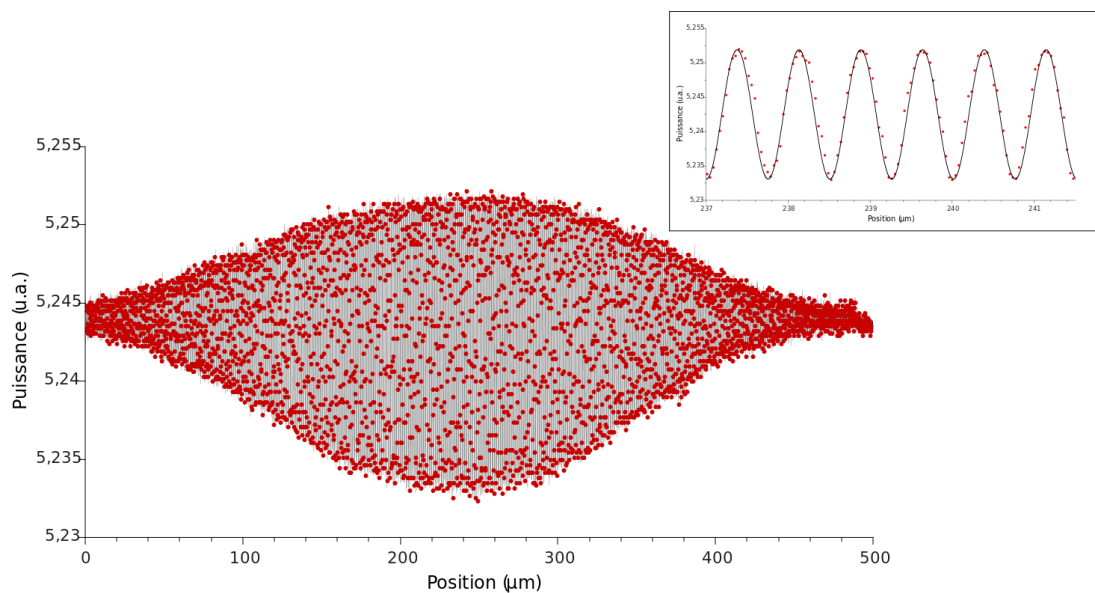


Figure 4.15 – Interférogramme classique. Cette figure représente la puissance collectée en sortie du dispositif en fonction de la position de la platine nanométrique (pas de 20 nm). L’encart montre un zoom de la partie centrale de l’interférogramme. Les points expérimentaux sont représentés en rouge, et un ajustement sinusoïdal en noir.

préciser que pour cette mesure, le filtre passe-bande de 20 nm a été retiré, autrement le graphique aurait une allure en sinus cardinal également. Il est intéressant de remarquer que sur cet interférogramme classique, les franges oscillent à 1560 nm, longueur d’onde

centrale de la diode utilisée, mais surtout que ces oscillations sont purement sinusoïdales.

4.4.3 Mesures d'interférence dans les deux cœurs

La stratégie, déjà explicitée dans les sections précédentes, se déroule en deux temps. Dans un premier temps, il est nécessaire de faire une mesure dans le premier cœur de la fibre sous test, puis d'effectuer la même mesure dans le second cœur.

Avant chaque mesure, il est nécessaire de réaligner la source, l'injection de la lumière dans la fibre, ainsi que la polarisation en réglant les lames à retards dans le bras de référence de l'interféromètre. Ces réglages restent tout de même relativement stables dans le temps. Enfin, pour chaque position de la platine de translation nanométrique, nous acquérons pendant une seconde le nombre de coïncidences afin de construire l'interférogramme.

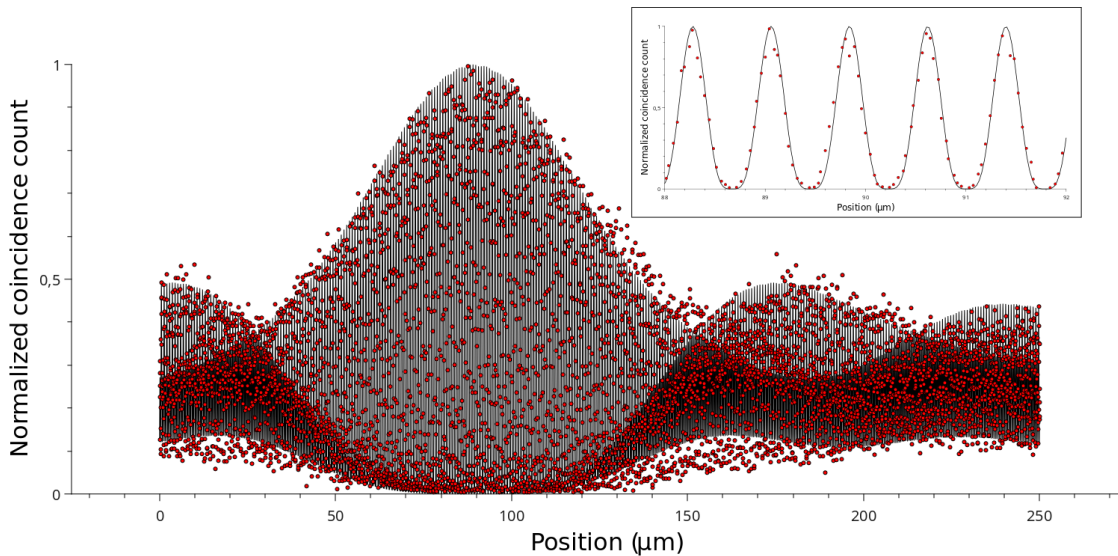


Figure 4.16 – Interférogramme dans le premier cœur. L'interférogramme montre le nombre de coïncidences en fonction de la position de la platine de translation. Le pas choisi pour cette mesure est de 20 nm et le temps d'acquisition pour chaque point est de 1 seconde. Les données expérimentales sont représentées en rouge, tandis que la courbe d'ajustement est tracée en noir. L'encart montre un zoom sur la partie centrale de l'interférogramme. On retrouve le comportement de type "franges piquées" prédit par le modèle théorique.

La figure 4.16 montre le résultat obtenu après une mesure dans le premier cœur. Sur cette figure, les données expérimentales sont en rouge et la courbe noire représente l'ajustement basé sur le modèle décrit en section 4.3.3. Nous pouvons voir que la mesure est fidèle au modèle mathématique. En effectuant un zoom sur la partie centrale, il est possible de remarquer la forme particulière des sinusoïdes, telles que le modèle le prédisait

également. Ainsi, comme explicité auparavant, l'avantage de la mesure quantique réside dans cette forme particulièrement piquée, qui accroît la précision lors de la détermination du centre de l'interférogramme. Justement, cette mesure nous permet d'identifier le centre de l'interférogramme, et ainsi l'égalité des chemins optiques de l'interféromètre. Nous notons : $X_1 = 89,059 \pm 2,25 \mu\text{m}$ la valeur centrale associée à cet interférogramme.

En suivant le même processus, la même mesure a été réalisée en propageant les paires de photons dans le second cœur. Le résultat est présenté en figure 4.17. Ici encore, la courbe d'ajustement est représentée en noir tandis que les données expérimentales associées à la mesure sont en bleu. La seconde position du moteur associée à cette mesure nous donne la valeur $X_2 = 212,241 \pm 2,25 \mu\text{m}$.

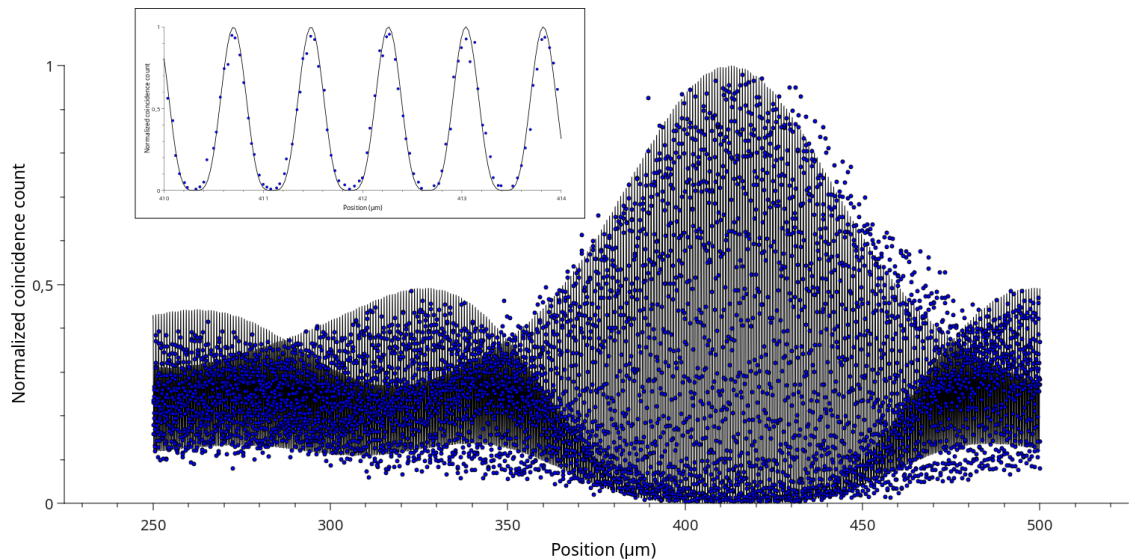


Figure 4.17 – Interférogramme dans le second cœur. Comme la courbe précédente, celle-ci montre le nombre de coïncidences en fonction de la position du moteur. Le pas et le temps d'acquisition choisis sont les mêmes. Les données expérimentales sont représentées en bleu et la courbe d'ajustement est à nouveau tracée en noir. Ici encore, nous retrouvons une bonne correspondance entre théorie et expérience. L'encart confirme l'allure de la sinusoïde piquée dans la partie centrale de l'interférogramme.

Ainsi, connaissant les valeurs X_1 et X_2 respectivement associées aux mesures dans les cœurs 1 et 2, il est possible de déterminer la différence d'indice entre les matériaux composant les deux cœurs de la fibre. Aussi, nous discuterons par la suite de la précision associée à ces mesures.

4.4.4 Détermination de la différence d'indices

Grâce aux valeurs X_1 et X_2 obtenues via les mesures précédemment présentées, il est possible de déterminer la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux composant les cœurs de la fibre optique. Pour ce faire, commençons par écrire la différence de phase de l'interféromètre de manière générale :

$$\begin{aligned}\varphi(\lambda) &= \frac{2\pi}{\lambda}(n_{air}L_{air} - n(\lambda)L_{fibre}) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda}(L_{air} - n(\lambda)L_{fibre}) \text{ car } n_{air} = 1,\end{aligned}\tag{4.29}$$

où n_{air} et $n(\lambda)$ représentent respectivement l'indice de réfraction de l'air et de la fibre et où L_{air} représente la longueur du bras en espace libre de référence et L_{fibre} la longueur physique de la fibre.

Pour $\Delta\varphi = 0$, on a :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi = 0 &= \frac{2\pi}{\lambda}(L_{1air} - n_1(\lambda)L_{fibre}) - \frac{2\pi}{\lambda}(L_{2air} - n_2(\lambda)L_{fibre}) \\ &= L_{1air} - n_1(\lambda)L_{fibre} - (L_{2air} - n_2(\lambda)L_{fibre}) \\ &= L_{1air} - L_{2air} + L_{fibre}(n_2(\lambda) - n_1(\lambda)) \\ &= -\Delta X + L_{fibre}\Delta n.\end{aligned}\tag{4.30}$$

Ainsi, nous pouvons en déduire la relation suivante :

$$\Delta n = \frac{X_2 - X_1}{L_{fibre}} = \frac{\Delta X}{L_{fibre}}.\tag{4.31}$$

En reprenant la valeur de $\Delta X = 212,241 - 89,059 = 123,182 \pm 4,5 \mu\text{m}$ avec la longueur mesurée de notre fibre de $L_{fibre} = 74 \pm 0,1 \text{ cm}$, nous calculons une différence d'indice de réfraction de :

$$\Delta n = 1,66 \cdot 10^{-4}\tag{4.32}$$

Toutefois, il est important de remarquer que ces premières mesures ont été réalisées dans le but de valider la méthode et le résultat obtenu. Ainsi, la valeur calculée n'atteint pas le seuil critique des $10^{-5} - 10^{-6}$ car l'échantillon fourni par nos collègues du laboratoire XLIM était composé de deux cœurs relativement différents. Cela leur permettait de mesurer la différence d'indice de leur côté, avec leurs outils traditionnels, et de nous fournir une valeur de confiance pour la comparaison. Il est facile d'imaginer qu'avec notre méthode, il est aisé de mesurer des ΔX beaucoup plus petits, de l'ordre du micromètre, nous donnant ainsi des valeurs de Δn bien plus proches de 10^{-6} , valeurs dépassant l'état de l'art actuel.

Pour le calcul lié à la précision de la mesure, il faut prendre en compte toutes les sources d'incertitudes, à savoir : l'incertitude sur la longueur de la fibre, et celle sur la détermination des positions exactes des centres des interférogrammes.

Pour cette dernière, l'ajustement par le modèle mathématique permet de déterminer la frange centrale à trois franges près. La position est alors déterminée avec une précision de $\pm 4,5\mu\text{m}$. Cette valeur prend en compte l'incertitude sur la position de la platine nanométrique, ainsi que l'incertitude donnée par l'ajustement. Pour ce qui est de la mesure sur la longueur physique de la fibre optique, nous considérons une imprécision de l'ordre du millimètre, ce qui est tout à fait raisonnable.

Par un calcul d'incertitude standard, nous obtenons pour notre mesure une incertitude de $\Delta(\Delta n) = 6,3 \cdot 10^{-6}$.

En définitive, le résultat final est :

$$\Delta n = 1,66 \cdot 10^{-4} \pm 6 \cdot 10^{-6} \quad (4.33)$$

Avant de conclure sur les perspectives envisagées pour ces travaux, nous souhaitons faire un point sur la comparaison entre la mesure quantique et la mesure classique. Comme annoncé précédemment, l'avantage de l'utilisation de l'interférométrie quantique se traduit par une précision accrue lors de la détermination de la position centrale. Le graphe de la figure 4.18 superpose les parties centrales d'interférogrammes classiques et quantiques. Une fois la frange centrale déterminée, le maximum est obtenu avec une précision double pour la mesure quantique. Cela est dû à la forme des sinusoides deux fois plus piquées.

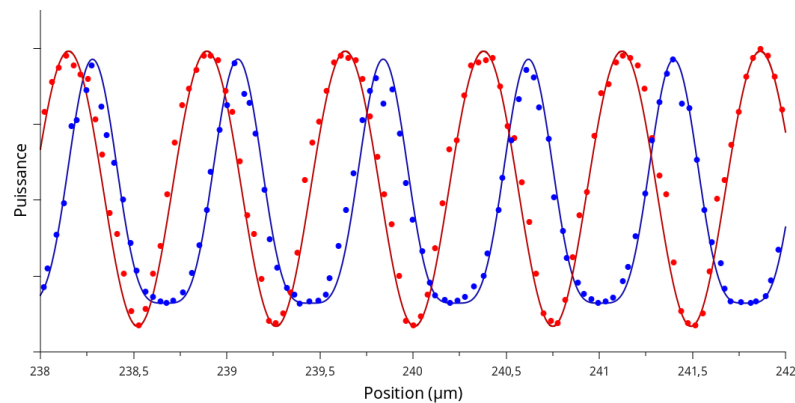


Figure 4.18 – Comparaison de la précision. La courbe bleue est un zoom sur la partie centrale de l'interférogramme quantique, tandis que la courbe rouge est attachée à l'interférogramme classique. La forme des oscillations quantiques permet de déterminer deux fois plus précisément la position centrale du maximum d'une frange d'interférence. Ainsi, la mesure quantique est deux fois plus précise que son homologue classique.

De plus, afin d'augmenter encore plus la résolution de la mesure, il est possible d'utiliser des fibres beaucoup plus longues. Un autre avantage de la mesure quantique réside dans le fait qu'elle est insensible à la dispersion. La mesure classique dans des fibres longues souffrirait de la dispersion chromatique qui se traduirait par un élargissement de l'interférogramme et ainsi une perte de précision.

4.5 Conclusion

Ce projet de métrologie quantique, dont le but est de mesurer avec une précision inédite une différence d'indice de réfraction entre deux matériaux composant les cœurs de fibres optiques, n'en est qu'à ses débuts. En effet, nous rappelons que les résultats présentés ne sont que des résultats préliminaires de confirmation et validation de la méthode. Bien qu'ils soient préliminaires, ces résultats n'en restent pas moins remarquables. En effet, la précision atteinte, de l'ordre de 10^{-6} se place à l'état de l'art, tandis que la valeur de différence d'indice mesurée pourrait, elle aussi, aisément descendre vers 10^{-6} . Cependant, l'axe de travail principal à poursuivre est celui de la détermination de la frange centrale de l'interférogramme. Pour ce faire, nous avons déjà entrepris des mesures en utilisant des filtres encore plus larges bandes, afin de réduire le temps de cohérence des photons générés et ainsi avoir accès à plus de composantes spectrales. Cette méthode devrait permettre de réduire la largeur de l'interférogramme et de distinguer de manière plus claire, et donc plus précise, la frange centrale.

D'un point de vue fondamental, il reste tout à fait possible d'augmenter à nouveau la précision de la mesure si les besoins sont nécessaires. Comme discuté en fin de section précédente, il est possible d'utiliser des fibres encore plus longues. Par exemple, la fibre que nous avons exploité jusqu'à présent mesure 74 cm et nous avons en notre possession des fibres de 50 m. Une première étape serait alors de modifier le dispositif expérimental afin de pouvoir effectuer des mesures sur ce type d'échantillons longs et d'en déduire une comparaison entre mesure quantique et mesure classique. Aussi, la non-influence de la dispersion chromatique serait mise en avant.

Pour la suite du projet, l'idée est bien sûr de mesurer des cœurs dont les indices de réfraction sont plus proches. Idéalement, notre collaborateur nous fournira des fibres avec des matériaux très proches, de manière à ce que notre mesure permette de rétroagir sur leur processus de fabrication. À terme, l'objectif est pour eux de parvenir à créer de nouvelles fibres à large aire modale, plus adaptées pour le transport de puissance.

Aussi, il est possible d'identifier les erreurs de fabrication lors de la réalisation des fibres. Pour ce faire, deux cœurs parfaitement identiques sont réalisés au sein de la même fibre. L'observation d'une différence d'indice, même infime, pourrait nous renseigner sur la capacité de reproductibilité de fabrication des procédés mis en œuvre à XLIM.

CHAPITRE 5

Conclusion générale

Dans un monde destiné à sans cesse évoluer via les progrès technologiques, le paysage digital est en proie à une révolution. Typiquement, le cycle de vie de l'innovation est connu comme se décomposant en cinq phases. L'émergence, la croissance, la maturité, le renouvellement puis le déclin. Le souffle nouveau apporté par les technologies quantiques permet non seulement de nourrir la phase de renouvellement et d'éviter le déclin, mais lance une nouvelle ère dont nous sommes qu'aux prémices.

Comme développé dans le premier chapitre de ce manuscrit, les découvertes autour de la physique quantique, et la compréhension de son association avec la théorie de l'information ont permis d'établir une nouvelle façon de penser, une nouvelle façon de comprendre les mécanismes à l'échelle microscopique. Les lois, bien souvent contre-intuitives, toutes détaillées dans ce premier chapitre ont permis de justifier l'avènement des technologies quantiques. Plus que ça, le potentiel de ces technologies semble inconcevable. En d'autres termes, il semble, et les premiers développements en témoignent, que ces nouveaux outils permettraient de surpasser leurs homologues actuels, mais la limite reste pour le moment inconnue. De même, dans ce premier chapitre, nous avons discuté des différents domaines dans lesquels cette révolution pourrait avoir un impact considérable. Basé autour du traitement massif d'opérations en parallèle, l'informatique quantique apparaît comme une solution prometteuse pour révolutionner un des plus grands domaines d'activités de notre siècle. Dans la continuité, le développement de nouveaux simulateurs quantiques permettra également d'aborder sous un jour nouveau des problèmes physiques jusqu'alors incompris. Ces deux aspects primordiaux restent cependant abstraits pour le grand public, jusqu'au jour où, les scientifiques mettront au point le premier ordinateur quantique fonctionnel. Plus abordables, les développements dans les deux autres piliers des technologies quantiques liés aux communications et à la métrologie quantique paraissent présenter une "maturité sociétale" plus avancée.

Ces travaux de thèse offrent au lecteur un regard sur ces deux derniers domaines, d'un point de vue de la recherche fondamentale. A travers cette conclusion, nous souhaitons ouvrir le lecteur à faire un lien entre ces travaux fondamentaux et d'éventuels développements industriels. La distribution d'intrication est le cœur des deuxièmes et troisièmes chapitres. Les résultats forts sont la capacité de nos systèmes microscopiques, à générer des paires de photons intriqués avec une qualité d'intrication quasi-parfaite. Reprenons par exemple les travaux sur puce de silicium détaillés au chapitre 2. Avec un dispositif de quelques millimètres, il est possible de générer de l'intrication directement dans des fibres optiques compatibles avec les réseaux de télécommunications actuels. Le lien avec les technologies existantes est donc direct, et la connaissance des méthodes de chiffrement permet d'envisager des solutions de cryptographie quantique afin de protéger des échanges de données avec une sécurité inconditionnelle. Pour des gouvernements, des banques, ou des entreprises privées, cette sécurité est primordiale. Ne serait-il pas préférable pour un tiers que ses informations bancaires restent confidentielles pour l'éternité? Dans le cadre du troisième chapitre, la démonstration de génération d'état quantique est plus orientée vers l'augmentation des débits de communication. Ainsi, à travers la génération d'hyper-intrication combinée à une stratégie de démultiplexage spectral, nous démontrons la possibilité d'augmenter de manière considérable les débits. Toujours compatibles avec les réseaux de télécommunications par fibres optiques, ce chapitre démontre encore la possibilité de mettre en œuvre nos solutions dans des développements "valorisables".

Le maître-mot, établissant le lien avec les développements industriels, est celui de la compatibilité avec les fibres optiques. En effet, de plus en plus de systèmes de communication actuels reposent sur cette technologie. Pour s'en convaincre, il suffit de s'intéresser aux offres internet pour les particuliers qui optent en grande majorité pour l'établissement de leur connexion via fibres optiques. Afin de garder une continuité entre perspectives sociétales de nos travaux et technologies quantiques, nous avons discuté dans le dernier chapitre de ce manuscrit, d'une solution de métrologie quantique permettant d'effectuer des mesures dans le but de développer de nouvelles fibres optiques. A nouveau, la solution quantique proposée répond à une problématique appliquée. Nous avons démontré, à l'aide d'une méthode d'interférométrie quantique, la possibilité de mesurer une propriété optique de fibres optiques avec une résolution et une sensibilité augmentées comparé aux méthodes classiques couramment utilisées. Cette stratégie est applicable pour la mesure de nombreuses autres propriétés des fibres optiques, comme la dispersion chromatique par exemple, et démontre à nouveau la supériorité de la physique quantique dans le vaste domaine de la métrologie. En généralisant, les futurs capteurs ou systèmes d'imagerie reposant sur la métrologie quantique promettent d'être plus fiables, plus précis et mieux résolus.

Enfin, nous espérons, à travers cette introduction aux technologies quantiques, et ces travaux expérimentaux dans les domaines de la communication et de la métrologie quantiques, avoir convaincu le lecteur sur le potentiel et le futur de cette vague de développements. Bien entendu, les perspectives sont nombreuses, à commencer par celles

associées aux travaux présentés. Toutefois, en se plaçant uniquement dans une optique de valorisation, l'objectif serait de déployer des systèmes de plus en plus compacts, efficaces et performants. Entre niobate de lithium, silicium ou d'autres dérivés, quelle que soit la plateforme qui parviendra à tirer son épingle du jeu, la recherche fondamentale doit continuer son travail avec le soutien de collaborateurs résolument tournés vers les applications afin de donner naissance aux systèmes de métrologie, aux dispositifs de communication, et à l'informatique de demain.

Bibliographie

- [1] M. Planck, “On the law of distribution of energy in the normal spectrum”, *Annalen der Physik*, vol. 4, pp. 553, 1901.
- [2] A. Einstein, “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”, *Annalen der Physik*, vol. 322, pp. 132–148, 1905.
- [3] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?”, *Phys. Rev.*, vol. 47, pp. 777–780, May 1935.
- [4] J. Bell, “On the einstein podolsky rosen paradox”, *Physics*, vol. 1, no. 3, pp. 195–200, November 1964.
- [5] Alain Aspect, Jean Dalibard, and Gérard Roger, “Experimental test of bell’s inequalities using time-varying analyzers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, pp. 1804–1807, Dec 1982.
- [6] A. Aspect, “Du débat Bohr-Einstein à l’information quantique : la seconde révolution quantique?”, in *Séances publiques*. Institut de France, Académie des sciences, 2014.
- [7] Gordon E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits”, *Electronics*, vol. 38, no. 8, Avril 1965.
- [8] Nicolas Gisin, Grégoire Ribordy, Wolfgang Tittel, and Hugo Zbinden, “Quantum cryptography”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, pp. 145–195, Mar 2002.
- [9] Steane, “Quantum computing”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 61, pp. 117–173, Août 1998.
- [10] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and Franco Nori, “Quantum simulation”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 86, pp. 153–185, Mar 2014.
- [11] Vittorio Giovannetti, Seth Lloyd, and Lorenzo Maccone, “Quantum metrology”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, pp. 010401, Jan 2006.
- [12] Juan Yin, Yuan Cao, Yu-Huai Li, Sheng-Kai Liao, Liang Zhang, Ji-Gang Ren, Wen-Qi Cai, Wei-Yue Liu, Bo Li, Hui Dai, Guang-Bing Li, Qi-Ming Lu, Yun-Hong Gong, Yu Xu, Shuang-Lin Li, Feng-Zhi Li, Ya-Yun Yin, Zi-Qing Jiang, Ming Li, Jian-Jun Jia, Ge Ren, Dong He, Yi-Lin Zhou, Xiao-Xiang Zhang, Na Wang, Xiang Chang, Zhen-Cai Zhu, Nai-Le Liu, Yu-Ao Chen, Chao-Yang Lu, Rong Shu, Cheng-Zhi Peng, Jian-Yu Wang, and Jian-Wei Pan, “Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers”, *Science*, vol. 356, no. 6343, pp. 1140–1144, 2017.
- [13] Leonard Mandel and Emil Wolf, *Optical coherence and quantum Optics*, 1995.
- [14] A. Steane, “The ion trap quantum information processor”, *Applied Physics B*, vol. 64, no. 6, pp. 623–643, Jun 1997.

- [15] Juan P Dehollain Jarryd J Pla, Kuan Y Tan, Wee H Lim, JL Morton, , FA Zwanenburg, David N Jamieson, Andrew S Dzurak, and Andrea Morello, “High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon”, *Nature*, vol. 496, pp. 334–338, Avril 2013.
- [16] Stefan Thiele, Franck Balestro, Rafik Ballou, Svetlana Klyatskaya, Mario Ruben, and Wolfgang Wernsdorfer, “Electrically driven nuclear spin resonance in single-molecule magnets”, *Science*, vol. 344, no. 6188, pp. 1135–1138, 2014.
- [17] Kuan Y Tan Jarryd J Pla, Juan P Dehollain, Wee H Lim, JL Morton, David N Jamieson, Andrew S Dzurak, and Andrea Morello, “A single-atom electron spin qubit in silicon”, *Nature*, vol. 489, pp. 541–545, Septembre 2012.
- [18] C. A. Shannon, “A mathematical theory of communication”, *Bell System Technical Journal*, vol. 27, no. 3, pp. 379–423, 1948.
- [19] Claude Shannon, “Bell system technical journal”, *Bell System Technical Journal*, 1948.
- [20] Benjamin Schumacher, “Quantum coding”, *Phys. Rev. A*, vol. 51, pp. 2738–2747, Apr 1995.
- [21] E. Schrödinger, “Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik”, *Naturwissenschaften*, vol. 23, no. 48, pp. 807–812, Nov 1935.
- [22] W. Heisenberg, “Über den anschaulichen inhalt der quantentheoretischen kinematik und mechanik”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 43, no. 3, pp. 172–198, Mar 1927.
- [23] E. H. Kennard, “Zur quantenmechanik einfacher bewegungstypen”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 44, no. 4, pp. 326–352, Apr 1927.
- [24] Hermann Weyl, “Gruppentheorie und quantenmechanik, hirzel, leipzig”, 1928.
- [25] W. K. Wootters and W. H. Zurek, “A single quantum cannot be cloned”, *Nature*, vol. 299, pp. 802–803, 1982.
- [26] D. Dieks, “Communication by epr devices”, *Physics Letters A*, vol. 92, no. 6, pp. 271 – 272, 1982.
- [27] V. Bužek and M. Hillery, “Quantum copying : Beyond the no-cloning theorem”, *Phys. Rev. A*, vol. 54, pp. 1844–1852, Sep 1996.
- [28] Valerio Scarani, Sofyan Iblisdir, Nicolas Gisin, and Antonio Acín, “Quantum cloning”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, pp. 1225–1256, Nov 2005.
- [29] R. Feynman, “Simulating physics with computers”, *International Journal of Theoretical Physics*, vol. 21, no. 6, pp. 467–488, 1982.
- [30] D. Deutsch, “Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer”, *Proc. R. Soc. A*, vol. 400, no. 1818, pp. 97–117, 1985.
- [31] P. Shor, “Algorithms for quantum computation : Discrete logarithms and factoring”, *IEEE Symposium on Foundations of Computer Science*, pp. 124–134, 1994.
- [32] Isaac L. Chuang Michael A. Nielsen, *Quantum Computation and Quantum Information*, 2010.
- [33] F. Jelezko T. D. Ladd, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O’Brien, “Quantum computers”, *Nature*, vol. 464, pp. 45–53, 2010.
- [34] DORIT AHARONOV, *QUANTUM COMPUTATION*, pp. 259–346, 2012.
- [35] Jerry M. Chow Jay M. Gambetta and Matthias Steffen, “Building logical qubits in a superconducting quantum computing system”, *npj Quantum Information*, vol. 3, no. 2, 2017.
- [36] International Business Machines Corporation (USA), “Ibm makes quantum computing available on ibm cloud”, www.research.ibm.com/ibm-q/.
- [37] M. Mohseni, P. Read, H. Neven, S. Boixo, V. Denchev, R. Babbush, A. Fowler, V. Smelyanskiy, and J. M. Martinis, “Commercialize quantum technologies in five years”, *Nature*, vol. 543, pp. 171–174, 2017.

-
- [38] Intel Corporation (USA), “<https://newsroom.intel.com/news-releases/intel-invests-us50-million-to-advance-quantum-computing/>”.
- [39] D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, and M. H. Devoret, “Manipulating the quantum state of an electrical circuit”, *Science*, vol. 296, no. 5569, pp. 886–889, 2002.
- [40] John M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado, and C. Urbina, “Rabi oscillations in a large josephson-junction qubit”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, pp. 117901, Aug 2002.
- [41] A. J. Berkley, H. Xu, R. C. Ramos, M. A. Gubrud, F. W. Strauch, P. R. Johnson, J. R. Anderson, A. J. Dragt, C. J. Lobb, and F. C. Wellstood, “Entangled macroscopic quantum states in two superconducting qubits”, *Science*, vol. 300, no. 5625, pp. 1548–1550, 2003.
- [42] J. Kelly, R. Barends, A. G. Fowler, A. Megrant, E. Jeffrey, T. C. White, D. Sank, J. Y. Mutus, B. Campbell, Y. Chen, Z. Chen, B. Chiaro, I.-C. Dunsworth, A. andHoi, P. J. J. Neill, C. andO’Malley, C. Quintana, P. Roushan, A. Vainsencher, J. Wenner, and J. M. Cleland, A. N. andMartinis, “State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit”, *Nature*, vol. 519, no. 7541, pp. 66–69, 2015.
- [43] J. I. Cirac and P. Zoller, “Quantum computations with cold trapped ions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, pp. 4091–4094, May 1995.
- [44] J. I. Cirac and P. Zoller, “A scalable quantum computer with ions in an array of microtraps”, *Nature*, vol. 404, pp. 579, 2000.
- [45] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, “Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer”, *Nature*, vol. 417, pp. 709–711, 2002.
- [46] C. Monroe and J. Kim, “Scaling the ion trap quantum processor”, *Science*, vol. 339, no. 6124, pp. 1164–1169, 2013.
- [47] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, “Demonstration of a fundamental quantum logic gate”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 4714–4717, Dec 1995.
- [48] A. Sorensen and K. Molmer, “Quantum computation with ions in thermal motion”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 1971–1974, Mar 1999.
- [49] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang, and R. Blatt, “Implementation of the Deutsch–Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer”, *Nature*, vol. 421, pp. 48–50, 2003.
- [50] J. Chiaverini, J. Britton, D. Leibfried, E. Knill, M. D. Barrett, R. B. Blakestad, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, T. Schaetz, and D. J. Wineland, “Implementation of the semiclassical quantum fourier transform in a scalable system”, *Science*, vol. 308, no. 5724, pp. 997–1000, 2005.
- [51] H. Häffner, W. Hänsel, C.F. Roos, J. Benhelm, D. Chek-al ka, M. Chwalla, T. Körber, U. D. Rapol, M. Riebe1, P. O. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dür, and R. R. Blatt, “Scalable multiparticle entanglement of trapped ions”, *Nature*, vol. 438, pp. 643–646, 2005.
- [52] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K.R. Brown, J. M. Amini, D. Leibfried, and D. J. Wine-land, “Microwave quantum logic gates for trapped ions”, *Nature*, vol. 476, pp. 181–184, 2011.
- [53] T. R. Tan, J. P. Gaebler, Y. Lin, Y. Wan, R. Bowler, D. Leibfried, and D. J. Wineland, “Multi-element logic gates for trapped-ion qubits”, *Nature*, vol. 528, pp. 380–383, 2015.
- [54] T. Monz, D. Nigg, E. A. Martinez, M. F. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. X. Wang, I. L. Chuang, and R. Blatt, “Realization of a scalable Shor algorithm”, *Science*, vol. 351, no. 6277, pp. 1068–1070, 2016.
- [55] E. A. Martinez, Muschik, C. A., Schindler, P., Nigg, D., Erhard, A., Heyl, M., Hauke, P., Dalmonte, M., Monz, T. and Zoller, P., and R. Blatt, “Real-time dynamics of lattice gauge theories with a few-qubit quantum computer”, *Nature*, vol. 534, pp. 516–519, 2016.

- [56] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. J. Milburn, “Linear optical quantum computing with photonic qubits”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 79, pp. 135–174, Jan 2007.
- [57] S. Aaronson and A. Arkhipov, “The computational complexity of linear optics”, *Theory of Computing*, vol. 9, pp. 143–252, 2013.
- [58] M. A. Broome, A. Fedrizzi, S. Rahimi-Keshari, J. Dove, S. Aaronson, T. C. Ralph, and A. G. White, “Photonic boson sampling in a tunable circuit”, *Science*, vol. 339, no. 6121, pp. 794–798, 2013.
- [59] J. Spring, B. Metcalf, P. Humphreys, S. Kolthammer, X. Jin, M. Barbieri, A. Datta, N. Thomas-Peter, N. Langford, D. Kundys, J. Gates, B. Smith, P. Smith, and I Walmsley, “Boson sampling on a photonic chip”, *Science*, vol. 339, no. 6121, pp. 798–801, 2013.
- [60] M. Tillmann, B. Dakic, R. Heilmann, S. Nolte, A. Szameit, and P. Walther, “Experimental boson sampling”, *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 540–544, 2013.
- [61] A. Crespi, R. Osellame, R. Ramponi, D. Brod, E. Galvao, N. Spagnolo, C. Vitelli, E. Maiorino, P. Mataloni, and F. Sciarrino, “Integrated multimode interferometers with arbitrary designs for photonic boson sampling”, *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 545–549, 2013.
- [62] J. Carolan, C. Harrold, C. Sparrow, E. Martín-López, N. J. Russell, J. W. Silverstone, P. J. Shadbolt, N. Matsuda, M. Oguma, M. Itoh, G. D. Marshall, M. G. Thompson, J. C. F. Matthews, T. Hashimoto, J. L. O’Brien, and A. Laing, “Universal linear optics”, *Science*, vol. 349, no. 6249, pp. 711–716, 2015.
- [63] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn, “A scheme for efficient quantum computation with linear optics”, *Nature*, vol. 409, no. 6816, pp. 46–52, 2001.
- [64] R. Raussendorf and H. J. Briegel, “A one-way quantum computer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 5188–5191, May 2001.
- [65] P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, “Experimental one-way quantum computing”, *Nature*, vol. 434, no. 7030, pp. 169–176, 2005.
- [66] D. E. Browne and T. Rudolph, “Resource-efficient linear optical quantum computation”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, pp. 010501, Jun 2005.
- [67] N. C. Menicucci, P. van Loock, M. Gu, C. Weedbrook, T. C. Ralph, and M. A. Nielsen, “Universal quantum computation with continuous-variable cluster states”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, pp. 110501, Sep 2006.
- [68] N. C. Menicucci, S. T. Flammia, and O. Pfister, “One-way quantum computing in the optical frequency comb”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, pp. 130501, Sep 2008.
- [69] S. Yokoyama, R. Ukai, S. C. Armstrong, C. Sornphiphatphong, T. Kaji, S. Suzuki, J. Yoshikawa, H. Yonezawa, N. C. Menicucci, and A. Furusawa, “Ultra-large-scale continuous-variable cluster states multiplexed in the time domain”, *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 982–986, 2013.
- [70] M. V. Gurudev Dutt, L. Childress, L. Jiang, E. Togan, J. Maze, F. Jelezko, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, and M. D. Lukin, “Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond”, *Science*, vol. 316, no. 5829, pp. 1312–1316, 2007.
- [71] G. Burkard, G. D. Fuchs, P.V. Klimov, and D.D. Awschalom, “A quantum memory intrinsic to single nitrogen-vacancy centres in diamond”, *nature physics*, vol. 7, pp. 789–793, 2011.
- [72] P. C. Maurer, G. Kucsko, C. Latta, L. Jiang, N. Y. Yao, S. D. Bennett, F. Pastawski, D. Hunger, N. Chisholm, M. Markham, D. J. Twitchen, J. I. Cirac, and M. D. Lukin, “Room-temperature quantum bit memory exceeding one second”, *Science*, vol. 336, no. 6086, pp. 1283–1286, 2012.
- [73] Lilian Childress Lucio Robledo, Hannes Bernien, Bas Hensen, Paul F.A. Alkemade, and Ronald Hanson, “High-fidelity projective read-out of a solid-state spin quantum register”, *Nature*, vol. 477, pp. 574–578, 2011.

-
- [74] David M. Toyli, Christoph D. Weis, Gregory D. Fuchs, Thomas Schenkel, and David D. Awschalom, “Chip-scale nanofabrication of single spins and spin arrays in diamond”, *Nano Letters*, vol. 10, no. 8, pp. 3168–3172, 2010, PMID : 20698632.
- [75] Lilian Childress and Ronald Hanson, “Diamond nv centers for quantum computing and quantum networks”, *MRS Bulletin*, vol. 38, no. 2, pp. 134–138, 2013.
- [76] D. Loss and D. P. DiVincenzo, “Quantum computation with quantum dots”, *Phys. Rev. A*, vol. 57, pp. 120–126, Jan 1998.
- [77] H. Kamada, “Quantum computing with QD excitons”, *NTT Tech. Rev.*, vol. 1, no. 3, pp. 31–40, 2003.
- [78] X. Li, Y. Wu, D. Steel, D. Gammon, T. H. Stievater, D. S. Katzer, D. Park, C. Piermarocchi, and L. J. Sham, “An all-optical quantum gate in a semiconductor quantum dot”, *Science*, vol. 301, no. 5634, pp. 809–811, 2003.
- [79] T. Calarco, A. Datta, E. Pazy, and P. Zoller, “Spin-based all-optical quantum computation with quantum dots : Understanding and suppressing decoherence”, *Phys. Rev. A*, vol. 68, pp. 012310, Jul 2003.
- [80] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang, and Y. Yamamoto, “Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses”, *Nature*, vol. 456, pp. 218–221, 2008.
- [81] P. Shor, “Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory”, *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. R2493–R2496, Oct 1995.
- [82] A. M. Steane, “Error correcting codes in quantum theory”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 793–797, Jul 1996.
- [83] E. Knill and R. Laflamme, “Theory of quantum error-correcting codes”, *Phys. Rev. A*, vol. 55, pp. 900–911, Feb 1997.
- [84] E. Knill, R. Laflamme, and W.H. Zurek, “Resilient quantum computation”, *Science*, vol. 279, no. 5249, pp. 342–345, 1998.
- [85] A. M. Steane, “Efficient fault-tolerant quantum computing”, *Nature*, vol. 399, pp. 124–126, 1999.
- [86] J. Chiaverini, D. Leibfried, T. Schaetzl, M. D. Barrett, R. B. Blakestad, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, and D. J. Wineland, “Realization of quantum error correction”, *Nature*, vol. 432, pp. 602–605, 2004.
- [87] E. Knill, “Quantum computing with realistically noisy devices”, *Nature*, vol. 434, pp. 39–44, 2005.
- [88] P. Schindler, J. T. Barreiro, T. Monz, V. Nebendahl, D. Nigg, M. Chwalla, M. Hennrich, and R. Blatt, “Experimental repetitive quantum error correction”, *Science*, vol. 332, no. 6033, pp. 1059–1061, 2011.
- [89] N. Ofek, Petrenko, A., Heeres, R., Reinhold, P., Leghtas, Z., Vlastakis, B., Liu, Y., Frunzio, L., Girvin, S. M., Jiang, L., Mirrahimi, M., Devoret, M. H., and R. J. Schoelkopf, “Extending the lifetime of a quantum bit with error correction in superconducting circuits”, *Nature*, vol. 536, no. 7617, pp. 441–445, 2016.
- [90] D. P. DiVincenzo, “The physical implementation of quantum computation”, *Fortschritte der Physik*, vol. 48, pp. 771–783, 2000.
- [91] Yu. I. Manin, *Vychislimoe i nevychislimoe*, Sov.Radio. pp. 13–15, 1980.
- [92] A. M. Turing, “On computable numbers, with an application to the Entscheidungs problem”, *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 42, pp. 230–265, 1937.
- [93] Seth Lloyd, “Universal quantum simulators”, *Science*, vol. 273, no. 5278, pp. 1073–1078, 1996.

- [94] Tomi H. Johnson, Stephen R. Clark, and Dieter Jaksch, “What is a quantum simulator?”, *EPJ Quantum Technology*, vol. 1, no. 1, pp. 10, Jul 2014.
- [95] Joseph W Britton, Brian C Sawyer, Adam C Keith, C.-C Wang, James K Freericks, Hermann Uys, Michael J Biercuk, and John Bollinger, “Engineered two-dimensional ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins”, *Nature*, vol. 484, pp. 489–92, 04 2012.
- [96] Jean Dalibard & Sylvain Nascimbène Immanuel Bloch, “Quantum simulations with ultracold quantum gases”, *Nature physics*, vol. 8, pp. 267–276, 2012.
- [97] M-S Chang K. Kim, S. Korenblit, E.E. Edwards R. Islam, J.K. Freericks, G-D Lin, L-M Duan, and C. Monroe, “Quantum simulation of frustrated ising spins with trapped ions”, *Nature*, vol. 465, pp. 590–593, 2010.
- [98] Julio T. Barreiro, Markus Müller, Philipp Schindler, Daniel Nigg, Thomas Monz, Michael Chwalla, Markus Hennrich, Christian F. Roos, and Peter Zoller & Rainer Blatt, “An open-system quantum simulator with trapped ions”, *Nature*, vol. 470, pp. 486–491, 10.1038/nature09801 2011.
- [99] B. P. Lanyon, C. Hempel, D. Nigg, M. Müller, R. Gerritsma, F. Zähringer, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Rambach, G. Kirchmair, M. Hennrich, P. Zoller, R. Blatt, and C. F. Roos, “Universal digital quantum simulation with trapped ions”, *Science*, 2011.
- [100] Alán Aspuru-Guzik & Philip Walther, “Photonic quantum simulators”, *Nature physics*, vol. 8, pp. 285–291, 2012.
- [101] Hakan E. Türeci & Jens Koch Andrew A. Houck, “On-chip quantum simulation with superconducting circuits”, *Nature physics*, vol. 8, pp. 292–299, 2012.
- [102] Sylvain Schwartz Hannes Bernien, Alexander Keesling, Harry Levine, Ahmed Omran, Hannes Pichler, Soonwon Choi, Alexander S. Zibrov, Manuel Endres, Markus Greiner, and Vladan Vuletić & Mikhail D. Lukin, “Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator”, *Nature*, vol. 551, pp. 579–584, 2017.
- [103] E. Manousakis, “A quantum-dot array as model for copper-oxide superconductors : a dedicated quantum simulator for the many-fermion problem”, *J. Low. Temp.*, vol. 126, pp. 1501–1513, 2002.
- [104] L. A. Wu, M. S. Byrd, and D. A. Lidar, “Polynomial-time simulation of pairing models on a quantum computer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, pp. 057904, Jul 2002.
- [105] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, “Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, pp. 040403, Jan 2004.
- [106] M. W. Zwierlein, J. B. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle, “Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas”, *Nature*, vol. 435, pp. 1047–1051, 2005.
- [107] T. Hensgens, T. Fujita, L. Janssen, X. Li, C. J. Van Diepen, C. Reichl, W. Wegscheider, S. D. Sarma, and L. M. K. Vandersypen, “Quantum simulation of a fermi–hubbard model using a semiconductor quantum dot array”, *Nature*, vol. 548, pp. 70–73, 2017.
- [108] J. Dalibard, F. Gerbier, G. Juzeliunas, and P. Öhberg, “Colloquium : artificial gauge potentials for neutral atoms”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 83, pp. 1523–1543, Nov 2011.
- [109] U. J. Wiese, “Ultracold quantum gases and lattice systems : quantum simulation of lattice gauge theories”, *Annalen der Physik*, vol. 525, no. 10/11, pp. 776–796, 2013.
- [110] S. Barrett, K. Hammerer, S. Harrison, T. E. Northup, and T. J. Osborne, “Simulating quantum fields with cavity QED”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, pp. 090501, Feb 2013.
- [111] D. Marcos, P. Rabl, E. Rico, and P. Zoller, “Superconducting circuits for quantum simulation of dynamical gauge fields”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, pp. 110504, Sep 2013.
- [112] J. Q. You and F. Nori, “Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits”, *Nature*, vol. 474, pp. 589–597, 2011.

-
- [113] D. Banerjee, M. Bögli, M. Dalmonte, E. Rico, P. Stebler, U.-J. Wiese, and P. Zoller, “Atomic quantum simulation of $U(n)$ and $SU(n)$ non-abelian lattice gauge theories”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, pp. 125303, Mar 2013.
- [114] I. M. Georgescu, S. Ashhab, T. Nakatsukasa, and F. Nori, “Analog quantum simulation of the atomic nucleus with a fermionic condensate”, 2011, Non publié actuellement.
- [115] Tao Xin, Shi-Jie Wei, Julen S. Pedernales, Enrique Solano, and Gui-Lu Long, “Quantum simulation of quantum channels in nuclear magnetic resonance”, *Phys. Rev. A*, vol. 96, pp. 062303, Dec 2017.
- [116] J. D. Whitfield, B. P. Lanyon, G. G. Gillett, M. E. Goggin, M. P. Almeida, I. Kassal, J. D. Biamonte, M. Mohseni, B. J. Powell, M. Barbieri, and A. Aspuru-Guzik & A. G. White, “Towards quantum chemistry on a quantum computer”, *Nature chemistry*, vol. 2, pp. 106–111, 2010.
- [117] Dawei Lu, Xu. Nanyang, Xu. Boruo, Li. Zhaokai, Chen. Hongwei, Peng. Xinhua, Xu. Ruixue, and Du. Jiangfeng, “Experimental study of quantum simulation for quantum chemistry with a nuclear magnetic resonance simulator”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 370, no. 1976, pp. 4734–4747, 2012.
- [118] Antonio Mezzacapo, Abhinav Kandala, Kristan Temme, Maika Takita, Markus Brink, and Jerry M. Chow & Jay M. Gambetta, “Hardware-efficient variational quantum eigensolver for small molecules and quantum magnets”, *Nature*, vol. 549, pp. 242–246, 2017.
- [119] U. L. Andersen, “Quantum optics : Squeezing more out of ligo”, *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 589–590, 2013.
- [120] Y. Ma, H. Miao, B. Heyun, H. Pang, P. Matthew, M. Evans, C. Zhao, J. Harms, R. Schnabel, and Y. Chen, “Proposal for gravitational-wave detection beyond the standard quantum limit through EPR entanglement”, *Nat. Phys.*, , no. 4118, 2017.
- [121] P. Walther, Pan J.-W., Aspelmeyer M., Ursin R., S. Gasparoni, and A. Zeilinger, “De Broglie wavelength of a non-local four-photon state”, *Nature*, vol. 429, pp. 158–161, 2004.
- [122] M. W. Mitchell, J. S. Lundeen, and A. M. Steinberg, “Super-resolving phase measurements with a multiphoton entangled state”, *Nature*, vol. 429, pp. 161–164, 2004.
- [123] Higgins, B. L. Berry, D. W., Bartlett, S. D., Wiseman, H. M., and Pryde G. J., “Entanglement-free Heisenberg-limited phase estimation”, *Nature*, vol. 450, pp. 393–396, 2007.
- [124] Nagata T., Okamoto R., O’Brien J. L., Sasaki K., and Takeuchi S., “Beating the standard quantum limit with four-entangled photons”, *Science*, vol. 316, no. 5825, pp. 726–729, 2007.
- [125] I. Afek, O. Ambar, and Y. Silberberg, “High-N00N states by mixing quantum and classical light”, *Science*, vol. 328, no. 5980, pp. 879–881, 2010.
- [126] Y. Israel, S. Rosen, and Y. Silberberg, “Supersensitive polarization microscopy using N00N states of light”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, pp. 103604, Mar 2014.
- [127] R. C. Jaklevic, John Lambe, A. H. Silver, and J. E. Mercereau, “Quantum interference effects in Josephson tunneling”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, pp. 159–160, Feb 1964.
- [128] Karsten Sternickel and Alex I Braginski, “Biomagnetism using squids : status and perspectives”, *Superconductor Science and Technology*, vol. 19, no. 3, pp. S160, 2006.
- [129] W. Wernsdorfer, J.-P. Cleuziou, V. Bouchiat, and T. Ondarçuhu & M. Monthieux, “Carbon nanotube superconducting quantum interference device”, *Nature nanotechnology*, vol. 1, pp. 53–59, 2006.
- [130] Clark D. Schmidt P., Leslie K., Bick M., and Tilbrook D. Foley C., “Getmag? a squid magnetic tensor gradiometer for mineral and oil exploration”, *Exploration Geophysics*, vol. 35, pp. 297–305, 2004.

- [131] D. Drung, C. Abmann, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, and T. Schurig, “Highly sensitive and easy-to-use squid sensors”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no. 2, pp. 699–704, June 2007.
- [132] E R Flynn and H C Bryant, “A biomagnetic system for in vivo cancer imaging”, *Physics in Medicine & Biology*, vol. 50, no. 6, pp. 1273, 2005.
- [133] Helen J. Hathaway, Kimberly S. Butler, Natalie L. Adolphi, Debbie M. Lovato, Robert Belfon, Danielle Fegan, Todd C. Monson, Jason E. Trujillo, Trace E. Tessier, Howard C. Bryant, Dale L. Huber, Richard S. Larson, and Edward R. Flynn, “Detection of breast cancer cells using targeted magnetic nanoparticles and ultra-sensitive magnetic field sensors”, *Breast Cancer Research*, vol. 13, no. 5, pp. R108, Nov 2011.
- [134] Leyma P. De Haro, Todor Karaulanov, Erika C. Vreeland, and et al., “Magnetic relaxometry as applied to sensitive cancer detection and localization”, *Biomedical Engineering / Biomedizinische Technik*, vol. 60, no. 5, pp. 445–455, 2015.
- [135] M Hauth C Freier, V Schkolnik, B Leykauf, M Schilling, H Wziontek, H-G Scherneck, J Müller, and A Peters, “Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability”, *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 723, 2016.
- [136] K. S. Hardman, P. J. Everitt, G. D. McDonald, P. Manju, P. B. Wigley, M. A. Sooriyabandara, C. C. N. Kuhn, J. E. Debs, J. D. Close, and N. P. Robins, “Simultaneous precision gravimetry and magnetic gradiometry with a bose-einstein condensate : A high precision, quantum sensor”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, pp. 138501, Sep 2016.
- [137] “Quantum gravity detector will use atom clouds to survey for oil”, 2017.
- [138] Reuben S. Aspden & Jessica E.C. Bell & Robert W. Boyd & Miles J. Padgett Peter A. Morris, “Imaging with a small number of photons”, *Nature communications*, vol. 6, no. 5913, 2015.
- [139] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, “3d computational imaging with single-pixel detectors”, *Science*, vol. 340, no. 6134, pp. 844–847, 2013.
- [140] Martin P. J. Lavery, Fiona C. Speirits, Stephen M. Barnett, and Miles J. Padgett, “Detection of a spinning object using light’s orbital angular momentum”, *Science*, vol. 341, no. 6145, pp. 537–540, 2013.
- [141] Christoffer Wittmann Christian Gabriel, Denis Sych, Ruifang Dong, Wolfgang Mauerer, Ulrik L. Andersen, and Christoph Marquardt & Gerd Leuchs, “A generator for unique quantum random numbers based on vacuum states”, *nature photonics*, vol. 4, pp. 711–715, 2010.
- [142] Min Ren, E Wu, Yan Liang, Yi Jian, Guang Wu, and Heping Zeng, “Quantum random-number generator based on a photon-number-resolving detector”, *Phys. Rev. A*, vol. 83, pp. 023820, Feb 2011.
- [143] Bruno Sanguinetti, Anthony Martin, Hugo Zbinden, and Nicolas Gisin, “Quantum random number generation on a mobile phone”, *Phys. Rev. X*, vol. 4, pp. 031056, Sep 2014.
- [144] Tommaso Lunghi, Jonatan Bohr Brask, Charles Ci Wen Lim, Quentin Lavigne, Joseph Bowles, Anthony Martin, Hugo Zbinden, and Nicolas Brunner, “Self-testing quantum random number generator”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, pp. 150501, Apr 2015.
- [145] Antonio Acín & Lluís Masanes, “Certified randomness in quantum physics”, *Nature*, vol. 540, pp. 213–219, 2016.
- [146] Xiao Yuan Xiongfeng Ma, Zhu Cao, and Bing Qi & Zhen Zhang, “Quantum random number generation”, *Nature pj Quantum information*, vol. 2, no. 16021, 2016.
- [147] Miguel Herrero-Collantes and Juan Carlos Garcia-Escartin, “Quantum random number generators”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 89, pp. 015004, Feb 2017.

-
- [148] Hoi-Kwong Lo, Xiongfeng Ma, and Kai Chen, “Decoy state quantum key distribution”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, pp. 230504, Jun 2005.
- [149] Wolfram Helwig, Wolfgang Mauerer, and Christine Silberhorn, “Multimode states in decoy-based quantum-key-distribution protocols”, *Phys. Rev. A*, vol. 80, pp. 052326, Nov 2009.
- [150] Xiongfeng Ma, Bing Qi, Yi Zhao, and Hoi-Kwong Lo, “Practical decoy state for quantum key distribution”, *Phys. Rev. A*, vol. 72, pp. 012326, Jul 2005.
- [151] Weilong Wang Zhengchao Wei, Zhen Zhang, Ming Gao, and Zhi Ma & Xiongfeng Ma, “Decoy-state quantum key distribution with biased basis choice”, *Scientific Reports*, vol. 3, no. 2453, 2013.
- [152] Stefano Pironio & Antonio Acín Lluís Masanes, “Secure device-independent quantum key distribution with causally independent measurement devices”, *nature communications*, vol. 2, no. 238, 2011.
- [153] Cyril Branciard, Eric G. Cavalcanti, Stephen P. Walborn, Valerio Scarani, and Howard M. Wiseman, “One-sided device-independent quantum key distribution : Security, feasibility, and the connection with steering”, *Phys. Rev. A*, vol. 85, pp. 010301, Jan 2012.
- [154] Umesh Vazirani and Thomas Vidick, “Fully device-independent quantum key distribution”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, pp. 140501, Sep 2014.
- [155] Hoi-Kwong Lo, Marcos Curty, and Bing Qi, “Measurement-device-independent quantum key distribution”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, pp. 130503, Mar 2012.
- [156] Chao Wang, Zhen-Qiang Yin, Shuang Wang, Wei Chen, Guang-Can Guo, and Zheng-Fu Han, “Measurement-device-independent quantum key distribution robust against environmental disturbances”, *Optica*, vol. 4, no. 9, pp. 1016–1023, Sep 2017.
- [157] Raju Valivarthi, Qiang Zhou, Caleb John, Francesco Marsili, Varun B Verma, Matthew D Shaw, Sae Woo Nam, Daniel Oblak, and Wolfgang Tittel, “A cost-effective measurement-device-independent quantum key distribution system for quantum networks”, *Quantum Science and Technology*, vol. 2, no. 4, pp. 04LT01, 2017.
- [158] Zong-Wen Yu Yi-Heng Zhou, Ao Li, Xiao-Long Hu, and Cong Jiang & Xiang-Bin Wang, “Measurement-device-independent quantum key distribution via quantum blockade”, *Scientific Reports*, vol. 8, no. 4115, 2018.
- [159] Takuya Hirano, Tsubasa Ichikawa, Takuto Matsubara, Motoharu Ono, Yusuke Oguri, Ryo Namiki, Kenta Kasai, Ryutaroh Matsumoto, and Toyohiro Tsurumaru, “Implementation of continuous-variable quantum key distribution with discrete modulation”, *Quantum Science and Technology*, vol. 2, no. 2, pp. 024010, 2017.
- [160] Christoph Pacher Fabian Laudenbach, Chi-Hang Fred Fung, Andreas Poppe, Momtchil Peev, Bernhard Schrenk, Michael Hentschel, Philip Walther, and Hannes Hübel, “Continuous-variable quantum key distribution with gaussian modulation - the theory of practical implementations”, *arXiv*, , no. arXiv :1703.09278v2, 2017.
- [161] M. Lucamarini, K. A. Patel, J. F. Dynes, B. Fröhlich, A. W. Sharpe, A. R. Dixon, Z. L. Yuan, R. V. Penty, and A. J. Shields, “Efficient decoy-state quantum key distribution with quantified security”, *Opt. Express*, vol. 21, no. 21, pp. 24550–24565, Oct 2013.
- [162] D. Stucki, N. Gisin, O. Guinnard, G. Ribordy, and H. Zbinden, “Quantum key distribution over 67 km with a plug and play system”, *New J. Phys.*, vol. 4, pp. 1–8, 2002.
- [163] Boris Kozh, Charles Ci Wen Lim, Raphael Houlmann, Nicolas Gisin, Ming Jun Li, Daniel Nolan, Bruno Sanguinetti, and Rob Thew & Hugo Zbinden, “Provably secure and practical quantum key distribution over 307km of optical fibre”, *Nature Photonics*, vol. 9, pp. 163–168, 2015.

- [164] Hua-Lei Yin, Teng-Yun Chen, Zong-Wen Yu, Hui Liu, Li-Xing You, Yi-Heng Zhou, Si-Jing Chen, Yingqiu Mao, Ming-Qi Huang, Wei-Jun Zhang, Hao Chen, Ming Jun Li, Daniel Nolan, Fei Zhou, Xiao Jiang, Zhen Wang, Qiang Zhang, Xiang-Bin Wang, and Jian-Wei Pan, “Measurement-device-independent quantum key distribution over a 404 km optical fiber”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, pp. 190501, Nov 2016.
- [165] Valerio Scarani, Helle Bechmann-Pasquinucci, Nicolas J. Cerf, Miloslav Dušek, Norbert Lütkenhaus, and Momtchil Peev, “The security of practical quantum key distribution”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, pp. 1301–1350, Sep 2009.
- [166] Divesh Aggarwal, Gavin K. Brennen, Troy Lee, Miklos Santha, and Marco Tomamichel, “Quantum attacks on bitcoin, and how to protect against them”, *arXiv*, no. arXiv :1710.10377, 2017.
- [167] E. Gibney, “Europe plans giant billion-euro quantum technologies project”, *Nature*, vol. 532, no. 7600, 2016.
- [168] Emily Conover, “Google moves toward quantum supremacy with 72-qubit computer”, *sciencenews.org*, vol. 193, no. 6, pp. 13, 2018.
- [169] Florian Kaiser, Thomas Coudreau, Pérola Milman, Daniel B. Ostrowsky, and Sébastien Tanzilli, “Entanglement-enabled delayed-choice experiment”, *Science*, vol. 338, no. 6107, pp. 637–640, 2012.
- [170] D.F. Walls & Gerard J. Milburn, *Quantum Optics*, Springer, 2010.
- [171] Alain Aspect & Claude Fabre Gilbert Grynberg, *Introduction to Quantum Optics : From the Semi-classical Approach to Quantized Light*, 2010.
- [172] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, OUP Oxford, 2000.
- [173] X. T. Zou and L. Mandel, “Photon-antibunching and sub-poissonian photon statistics”, *Phys. Rev. A*, vol. 41, pp. 475–476, Jan 1990.
- [174] M. Fox, *Quantum Optics : An introduction.*, OUP Oxford, 2006.
- [175] R. Hanbury Brown & R. Q. Twiss, “Correlation between photons in two coherent beams of light”, *Nature*, vol. 177, pp. 27–29, 1956.
- [176] H G Barros, A Stute, T E Northup, C Russo, P O Schmidt, and R Blatt, “Deterministic single-photon source from a single ion”, *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 10, pp. 103004, 2009.
- [177] B. Casabone A. Stute, P. Schindler, T. Monz, P. O. Schmidt, B. Brandstätter, and T. E. Northup & R. Blatt, “Tunable ion–photon entanglement in an optical cavity”, *Nature*, vol. 485, pp. 482–485, 2012.
- [178] Tatjana Wilk, Simon C. Webster, Axel Kuhn, and Gerhard Rempe, “Single-atom single-photon quantum interface”, *Science*, vol. 317, no. 5837, pp. 488–490, 2007.
- [179] Jürgen Volz, Markus Weber, Daniel Schlenk, Wenjamin Rosenfeld, Johannes Vrana, Karen Saucke, Christian Kurtsiefer, and Harald Weinfurter, “Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, pp. 030404, Jan 2006.
- [180] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, and Harald Weinfurter, “Stable solid-state source of single photons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 290–293, Jul 2000.
- [181] Y. Chu E. Togan, A. S. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. V. G. Dutt, A. S. Sørensen, P. R. Hemmer, and A. S. Zibrov & M. D. Lukin, “Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit”, *Nature*, vol. 466, pp. 730–734, 2010.
- [182] Dirk Englund & Milos Toth Igor Aharonovich, “Solid-state single-photon emitters”, *Nature photonics*, vol. 10, pp. 631–641, 2016.
- [183] A. Imamoglu P. Michler, M. D. Mason, P. J. Carson, and G. F. Strouse & S. K. Buratto, “Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature”, *Nature*, vol. 406, pp. 968–970, 2000.

-
- [184] B. Lounis, H.A. Bechtel, D. Gerion, P. Alivisatos, and W.E. Moerner, “Photon antibunching in single cdse/zns quantum dot fluorescence”, *Chemical Physics Letters*, vol. 329, no. 5, pp. 399–404, 2000.
- [185] Valéry Zwiller, Hans Blom, Per Jonsson, Nikolay Panev, Sören Jeppesen, Tedros Tsegaye, Edgard Goobar, Mats-Erik Pistol, Lars Samuelson, and Gunnar Björk, “Single quantum dots emit single photons at a time : Antibunching experiments”, *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 17, pp. 2476–2478, 2001.
- [186] Zhiliang Yuan, Beata E. Kardynal, R. Mark Stevenson, Andrew J. Shields, Charlene J. Lobo, Ken Cooper, Neil S. Beattie, David A. Ritchie, and Michael Pepper, “Electrically driven single-photon source”, *Science*, vol. 295, no. 5552, pp. 102–105, 2002.
- [187] Ahmed El Halawany and Michael N Leuenberger, “Electrically driven single photon source at high temperature”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 28, no. 8, pp. 085303, 2016.
- [188] Charles Santori, Matthew Pelton, Glenn Solomon, Yseulte Dale, and Yoshihisa Yamamoto, “Triggered single photons from a quantum dot”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 1502–1505, Feb 2001.
- [189] Gunther Cronenberg Stefanie Barz and Anton Zeilinger & Philip Walther, “Heralded generation of entangled photon pairs”, *Nature photonics*, vol. 4, pp. 553–556, 2010.
- [190] Ngah Lutfi Arif, Alibart Olivier, Labonté Laurent, D’Auria Virginia, and Tanzilli Sébastien, “Ultra-fast heralded single photon source based on telecom technology”, *Laser and Photonics Reviews*, vol. 9, no. 2, pp. L1–L5, 2015.
- [191] W. Tittel and G. Weihs, “Photonic entanglement for fundamental tests and quantum communication”, *Quantum Information and Computation*, vol. vol.1, no.2, pp. 3–56, 2001.
- [192] Tanzilli S., Martin A., Kaiser F., De Micheli M.P., Alibart O., and Ostrowsky D.B., “On the genesis and evolution of integrated quantum optics”, *Laser and Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, pp. 115–143.
- [193] N. G. Walker and G. R. Walker, “Polarization control for coherent communications”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, no. 3, pp. 438–458, Mar 1990.
- [194] Cheng-Zhi Peng, Jun Zhang, Dong Yang, Wei-Bo Gao, Huai-Xin Ma, Hao Yin, He-Ping Zeng, Tao Yang, Xiang-Bin Wang, and Jian-Wei Pan, “Experimental long-distance decoy-state quantum key distribution based on polarization encoding”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 010505, Jan 2007.
- [195] Jie Chen, Guang Wu, Yao Li, E. Wu, and Heping Zeng, “Active polarization stabilization in optical fibers suitable for quantum key distribution”, *Opt. Express*, vol. 15, no. 26, pp. 17928–17936, Dec 2007.
- [196] G B Xavier, N Walenta, G Vilela de Faria, G P Temporão, N Gisin, H Zbinden, and J P von der Weid, “Experimental polarization encoded quantum key distribution over optical fibres with real-time continuous birefringence compensation”, *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 4, pp. 045015, 2009.
- [197] J. D. Franson, “Bell inequality for position and time”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, pp. 2205–2208, May 1989.
- [198] J. Brendel, E. Mohler, and W. Martienssen, “Experimental test of bell’s inequality for energy and time”, *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 20, no. 7, pp. 575, 1992.
- [199] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, “Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 2594–2597, Mar 1999.
- [200] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, “Quantum cryptography using entangled photons in energy-time bell states”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 4737–4740, May 2000.
- [201] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M.P. De Micheli, O. Alibart, and D.B. Ostrowsky, “On the genesis and evolution of integrated quantum optics”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, pp. 115–143, 2012.

- [202] Jianwei Wang, Alberto Santamato, Pisu Jiang, Damien Bonneau, Erman Engin, Joshua W. Silverstone, Matthias Lermer, Johannes Beetz, Martin Kamp, Sven Höfling, Michael G. Tanner, Chandra M. Natarajan, Robert H. Hadfield, Sander N. Dorenbos, Val Zwiller, Jeremy L. O'Brien, and Mark G. Thompson, "Gallium arsenide (gaas) quantum photonic waveguide circuits", *Optics Communications*, vol. 327, pp. 49 – 55, 2014, Special Issue on Nonlinear Quantum Photonics.
- [203] Christof P. Dietrich, Andrea Fiore, Mark G. Thompson, Martin Kamp, and Sven Höfling, "Gaas integrated quantum photonics : Towards compact and multi-functional quantum photonic integrated circuits", *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, no. 6, pp. 857–857, 2016.
- [204] C. Xiong, L. G. Helt, A. C. Judge, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. E. Sipe, and B. J. Eggleton, "Quantum-correlated photon pair generation in chalcogenide as₂s₃ waveguides", *Opt. Express*, vol. 18, no. 15, pp. 16206–16216, Jul 2010.
- [205] Airán Ródenas, Guillermo Martin, Brahim Arezki, Nickolas Psaila, Gin Jose, Animesh Jha, Lucas Labadie, Pierre Kern, Ajoy Kar, and Robert Thomson, "Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass", *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 3, pp. 392–394, Feb 2012.
- [206] Lutfi Arif Ngah, Olivier Alibert, Laurent Labonté, Virginia D'Auria, and Sébastien Tanzilli, "Ultra-fast heralded single photon source based on telecom technology", *Laser & Photonics Reviews*, vol. 9, no. 2, pp. L1–L5, 2014.
- [207] Panagiotis Vergyris, Thomas Meany, Tommaso Lunghi, Gregory Sauder, James Downes, M. J. Steel, Michael J. Withford, Olivier Alibert, and Sébastien Tanzilli, "On-chip generation of heralded photon-number states", *Scientific Reports*, vol. 6, no. 35975, 2016.
- [208] Peter O. Weigel, Marc Savanier, Christopher T. DeRose, Andrew T. Pomerene, Andrew L. Starbuck, Anthony L. Lentine, Vincent Stenger, and Shayan Mookherjea, "Lightwave circuits in lithium niobate through hybrid waveguides with silicon photonics", *Scientific Reports*, vol. 6, no. 22301, 2016.
- [209] Lin Chang, Yifei Li, Nicolas Volet, Leiran Wang, Jon Peters, and John E. Bowers, "Thin film wavelength converters for photonic integrated circuits", *Optica*, vol. 3, no. 5, pp. 531–535, May 2016.
- [210] Andreas Boes, Bill Corcoran, Lin Chang, John Bowers, and Arnan Mitchell, "Status and potential of lithium niobate on insulator (lnoi) for photonic integrated circuits", *Laser and Photonics Reviews*, vol. 12, no. 4, pp. 1700256, 2018.
- [211] Muhammad Rodlin Billah, Matthias Blaicher, Tobias Hoose, Philipp-Immanuel Dietrich, Pablo Marin-Palomo, Nicole Lindenmann, Aleksandar Nesic, Andreas Hofmann, Ute Troppenz, Martin Moehrle, Sebastian Randel, Wolfgang Freude, and Christian Koos, "Hybrid integration of silicon photonics circuits and inp lasers by photonic wire bonding", *Optica*, vol. 5, no. 7, pp. 876–883, Jul 2018.
- [212] C.H. Bennett and G. Brassard, "Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing", in *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, 1984, vol. 175, p. 8.
- [213] Charles H. Bennett and Gilles Brassard, "Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing", *Theoretical Computer Science*, vol. 560, pp. 7 – 11, 2014, Theoretical Aspects of Quantum Cryptography – celebrating 30 years of BB84.
- [214] Artur K. Ekert, "Quantum cryptography based on bell's theorem", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 661–663, Aug 1991.
- [215] Charles H. Bennett, Gilles Brassard, and N. David Mermin, "Quantum cryptography without bell's theorem", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 557–559, Feb 1992.
- [216] R.A. Soref and J.P. Lorenzo, "All-silicon active and passive guided-wave components for lambda = 1.3 and 1.6 microns", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 873–879, June 1986.

-
- [217] B. Jalali and S. Fathpour, “Silicon photonics”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, pp. 4600–4615, December 2006.
- [218] V.R. Almeida, C.A. Barrios, R.R. Panepucci, and M. Lipson, “All-optical control of light on a silicon chip”, *Nature*, vol. 431, pp. 1081–1084, 2004.
- [219] M. Lipson, “Guiding, modulating, and emitting light on silicon-challenges and opportunities”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 4222, December 2005.
- [220] Stefano Azzini, Davide Grassani, Matteo Galli, Lucio Claudio Andreani, Marc Sorel, Michael J. Strain, L. G. Helt, J. E. Sipe, Marco Liscidini, and Daniele Bajoni, “From classical four-wave mixing to parametric fluorescence in silicon microring resonators”, *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 18, pp. 3807–3809, Sep 2012.
- [221] D. Bonneau J. W. Silverstone, K. Ohira, N. Suzuki, H. Yoshida, N. Iizuka, M. Ezaki, C. M. Natarajan, M. G. Tanner, R. H. Hadfield, V. Zwiller, G. D. Marshall, J. G. Rarity, J. L. O’Brien, and M. G. Thompson, “On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources”, *Nature Photonics*, vol. 8, pp. 104–108, 2013.
- [222] Wei C. Jiang, Xiyuan Lu, Jidong Zhang, Oskar Painter, and Qiang Lin, “Silicon-chip source of bright photon pairs”, *Opt. Express*, vol. 23, no. 16, pp. 20884–20904, Aug 2015.
- [223] Ryota Wakabayashi, Mikio Fujiwara, Ken ichiro Yoshino, Yoshihiro Nambu, Masahide Sasaki, and Takao Aoki, “Time-bin entangled photon pair generation from si micro-ring resonator”, *Opt. Express*, vol. 23, no. 2, pp. 1103–1113, Jan 2015.
- [224] Stefan F. Preble, Michael L. Fanto, Jeffrey A. Steidle, Christopher C. Tison, Gregory A. Howland, Zihao Wang, and Paul M. Alsing, “On-chip quantum interference from a single silicon ring-resonator source”, *Phys. Rev. Applied*, vol. 4, pp. 021001, Aug 2015.
- [225] R. Santagati J. W. Silverstone, D. Bonneau, M. J. Strain, M. Sorel, J. L. O’Brien, and M. G. Thompson, “Qubit entanglement between ring-resonator photon-pair sources on a silicon chip”, *Nature Communications*, vol. 6, no. 7948, 2015.
- [226] Angelica Simbula Davide Grassani, Stefano Pirotta, Matteo Galli, Matteo Menotti, Nicholas C. Harris, Tom Baehr-Jones, Michael Hochberg, Christophe Galland, Marco Liscidini, and Daniele Bajoni, “Energy correlations of photon pairs generated by a silicon microring resonator probed by stimulated four wave mixing”, *Scientific Reports*, vol. 6, no. 23564, 2016.
- [227] Q. Lin, Oskar J. Painter, and Govind P. Agrawal, “Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications”, *Opt. Express*, vol. 15, no. 25, pp. 16604–16644, Dec 2007.
- [228] Harris Nicholas C., Grassani Davide, Simbula Angelica, Pant M. Mihir, Galli Matteo, Baehr-Jones Tom, Hochberg Michael, Englund Dirk, Bajoni Daniele, and Galland Christophe, “Integrated source of spectrally filtered correlated photons for large-scale quantum photonic systems”, *Phys. Rev. X*, vol. 4, pp. 041047, Dec 2014.
- [229] Christian Reimer, Lucia Caspani, Matteo Clerici, Marcello Ferrera, Michael Kues, Marco Pechianti, Alessia Pasquazi, Luca Razzari, Brent E. Little, Sai T. Chu, David J. Moss, and Roberto Morandotti, “Integrated frequency comb source of heralded single photons”, *Opt. Express*, vol. 22, no. 6, pp. 6535–6546, Mar 2014.
- [230] Davide Grassani, Stefano Azzini, Marco Liscidini, Matteo Galli, Michael J. Strain, Marc Sorel, J. E. Sipe, and Daniele Bajoni, “Micrometer-scale integrated silicon source of time-energy entangled photons”, *Optica*, vol. 2, no. 2, pp. 88–94, Feb 2015.
- [231] C. Xiong, X. Zhang, A. Mahendra, J. He, D.-Y. Choi, C. J. Chae, D. Marpaung, A. Leinse, R. G. Heideman, M. Hoekman, C. G. H. Roeloffzen, R. M. Oldenbeuving, P. W. L. van Dijk, C. Taddei, P. H. W. Leong, and B. J. Eggleton, “Compact and reconfigurable silicon nitride time-bin entanglement circuit”, *Optica*, vol. 2, no. 8, pp. 724–727, Aug 2015.

- [232] Rogers Steven, Mulkey Daniel, Lu Xiyuan, Jiang. Wei C., and Lin Qiang, “High visibility time-energy entangled photons from a silicon nanophotonic chip”, *ACS Photonics*, vol. 3, no. 10, pp. 1754–1761, 2016.
- [233] Reimer Christian, Kues Michael, Roztocki Piotr, Wetzel Benjamin, Grazioso Fabio, Little Brent E., Chu Sai T., Johnston Tudor, Bromberg Yaron, Caspani L. Lucia, Moss David J., and Roberto Morandotti, “Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs”, *Science*, vol. 351, no. 6278, pp. 1176–1180, 2016.
- [234] S. Clemmen, K. Phan Huy, W. Bogaerts, R. G. Baets, Ph. Emplit, and S. Massar, “Continuous wave photon pair generation in silicon-on-insulator waveguides and ring resonators”, *Opt. Express*, vol. 17, no. 19, pp. 16558–16570, Sep 2009.
- [235] Davanço Marcelo, Ong Jun Rong, Shehata Andrea Bahgat, Tosi Alberto, Agha Imad, Assefa Solomon, Xia Fengnian, Green William M. J., Mookherjea Shayan, and Srinivasan Kartik, “Telecommunications-band heralded single photons from a silicon nanophotonic chip”, *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 26, pp. 261104, 2012.
- [236] Yuan Guo, Wei Zhang, Ning Lv, Qiang Zhou, Yidong Huang, and Jiangde Peng, “The impact of nonlinear losses in the silicon micro-ring cavities on cw pumping correlated photon pair generation”, *Opt. Express*, vol. 22, no. 3, pp. 2620–2631, Feb 2014.
- [237] Cale M. Gentry, Jeffrey M. Shainline, Mark T. Wade, Martin J. Stevens, Shellee D. Dyer, Xiaoge Zeng, Fabio Pavanello, Thomas Gerrits, Sae Woo Nam, Richard P. Mirin, and Miloš A. Popović, “Quantum-correlated photon pairs generated in a commercial 45-nm complementary metal-oxide semiconductor microelectronic chip”, *Optica*, vol. 2, no. 12, pp. 1065–1071, Dec 2015.
- [238] Jeffrey A. Steidle, Michael L. Fanto, Christopher C. Tison, Zihao Wang, Stefan F. Preble, and Paul M. Alsing, “High spectral purity silicon ring resonator photon-pair source”, *Proc. SPIE*, vol. 9500, 2015.
- [239] Marc Savanier, Ranjeet Kumar, and Shayan Mookherjea, “Photon pair generation from compact silicon microring resonators using microwatt-level pump powers”, *Opt. Express*, vol. 24, no. 4, pp. 3313–3328, Feb 2016.
- [240] Erman Engin, Damien Bonneau, Chandra M. Natarajan, Alex S. Clark, M. G. Tanner, R. H. Hadfield, Sanders N. Dorenbos, Val Zwiller, Kazuya Ohira, Nobuo Suzuki, Haruhiko Yoshida, Norio Iizuka, Mizunori Ezaki, Jeremy L. O’Brien, and Mark G. Thompson, “Photon pair generation in a silicon micro-ring resonator with reverse bias enhancement”, *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, pp. 27826–27834, Nov 2013.
- [241] Jing Suo, Shuai Dong, Wei Zhang, Yidong Huang, and Jiangde Peng, “Generation of hyper-entanglement on polarization and energy-time based on a silicon micro-ring cavity”, *Opt. Express*, vol. 23, no. 4, pp. 3985–3995, Feb 2015.
- [242] Mikio Fujiwara, Ryota Wakabayashi, Masahide Sasaki, and Masahiro Takeoka, “Wavelength division multiplexed and double-port pumped time-bin entangled photon pair generation using silicon ring resonator”, *Opt. Express*, vol. 25, no. 4, pp. 3445–3453, Feb 2017.
- [243] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, Jie Li, and P. O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 506–520, May 2002.
- [244] Amy C. Turner Mark A. Foster, Jay E. Sharping, Bradley S. Schmidt, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip”, *Nature*, vol. 441, pp. 960–963, 2006.
- [245] D. Dimitropoulos, V. Raghunathan, R. Claps, and B. Jalali, “Phase-matching and nonlinear optical processes in silicon waveguides”, *Opt. Express*, vol. 12, no. 1, pp. 149–160, Jan 2004.

-
- [246] Amy C. Turner, Christina Manolatu, Bradley S. Schmidt, Michal Lipson, Mark A. Foster, Jay E. Sharping, and Alexander L. Gaeta, “Tailored anomalous group-velocity dispersion in silicon channel waveguides”, *Opt. Express*, vol. 14, no. 10, pp. 4357–4362, May 2006.
- [247] Mark A. Foster, Amy C. Turner, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “Nonlinear optics in photonic nanowires”, *Opt. Express*, vol. 16, no. 2, pp. 1300–1320, Jan 2008.
- [248] Peter DeHeyn Wim Bogaerts, Thomas Van Vaerenbergh, Katrien DeVos, Shankar Kumar Selvaraja, Tom Claes, Pieter Dumon, Peter Bienstman, Dries VanThourhout, and Roel Baets, “Silicon microring resonators”, *Laser Photonics Rev.*, vol. 6, no. 1, pp. 47–73, 2012.
- [249] Amnon Yariv, “Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 4, 2002.
- [250] Jan Niehusmann, Andreas Vörckel, Peter Haring Bolivar, Thorsten Wahlbrink, Wolfgang Henschel, and Heinrich Kurz, “Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator”, *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 24, pp. 2861–2863, Dec 2004.
- [251] Lian-Wee Luo, Gustavo S. Wiederhecker, Jaime Cardenas, Carl Poitras, and Michal Lipson, “High quality factor etchless silicon photonic ring resonators”, *Opt. Express*, vol. 19, no. 7, pp. 6284–6289, Mar 2011.
- [252] Michael J. Strain, Cosimo Lacava, Laura Meriggi, Ilaria Cristiani, and Marc Sorel, “Tunable q-factor silicon microring resonators for ultra-low power parametric processes”, *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 7, pp. 1274–1277, Apr 2015.
- [253] Dong-Po Cai, Jyun-Hong Lu, Chii-Chang Chen, Chien-Chieh Lee, Chu-En Lin, and Ta-Jen Yen, “High q-factor microring resonator wrapped by the curved waveguide”, *Scientific Reports*, vol. 5, no. 10078, 2015.
- [254] Lukas G. Helt, Marco Liscidini, and John E. Sipe, “How does it scale? comparing quantum and classical nonlinear optical processes in integrated devices”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, no. 8, pp. 2199–2212, Aug 2012.
- [255] G. Priem, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, G. Morthier, and R. Baets, “Optical bistability and pulsating behaviour in silicon-on-insulator ring resonator structures.”, *Opt. Express*, vol. 13, no. 23, pp. 9623–9628, Nov 2005.
- [256] F. Mazeas, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, W. Zhang, C. A. Ramos, L. A. Ngah, T. Lunghi, É. Picholle, N. Belabas-Plougonven, X. Le Roux, É. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, G. Sauder, L. Labonté, and S. Tanzilli, “High-quality photonic entanglement for wavelength-multiplexed quantum communication based on a silicon chip”, *Opt. Express*, vol. 24, no. 25, pp. 28731–28738, Dec 2016.
- [257] Mateusz Piekarek, Damien Bonneau, Shigehito Miki, Taro Yamashita, Mikio Fujiwara, Masahide Sasaki, Hirotaka Terai, Michael G. Tanner, Chandra M. Natarajan, Robert H. Hadfield, Jeremy L. O’Brien, and Mark G. Thompson, “High-extinction ratio integrated photonic filters for silicon quantum photonics”, *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 4, pp. 815–818, Feb 2017.
- [258] Diego Pérez-Galacho, Carlos Alonso-Ramos, Florent Mazeas, Xavier Le Roux, Dorian Oser, Weiwei Zhang, Delphine Marris-Morini, Laurent Labonté, Sébastien Tanzilli, Éric Cassan, and Laurent Vivien, “Optical pump-rejection filter based on silicon sub-wavelength engineered photonic structures”, *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 8, pp. 1468–1471, Apr 2017.
- [259] Jing Wang, Yi Xuan, Minghao Qi, Haiyang Huang, You Li, Ming Li, Xin Chen, Zhen Sheng, Aimin Wu, Wei Li, Xi Wang, Shichang Zou, and Fuwan Gan, “Broadband and fabrication-tolerant on-chip scalable mode-division multiplexing based on mode-evolution counter-tapered couplers”, *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 9, pp. 1956–1959, May 2015.
- [260] Olivier Alibart, Virginia D’Auria, Marc De Micheli, Florent Dautre, Florian Kaiser, Laurent Labonte, Tommaso Lunghi, Eric Picholle, and Sébastien Tanzilli, “Quantum photonics at telecom

- wavelengths based on lithium niobate waveguides”, *Journal of Optics*, vol. 18, no. 10, pp. 104001, 2016.
- [261] Florian Kaiser, Panagiotis Vergyris, Djeylan Aktas, Charles Babin, Laurent Labonte, and Sebastien Tanzilli, “Quantum enhancement of accuracy and precision in optical interferometry”, *Light : Science & Applications*, vol. 7, no. 17163, 2018.
- [262] Kaoru Sanaka, Karin Kawahara, and Takahiro Kuga, “New high-efficiency source of photon pairs for engineering quantum entanglement”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 5620–5623, Jun 2001.
- [263] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, H. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky, and N. Gisin, “Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide”, *Electronics Letters*, vol. 37, no. 1, pp. 26–28, Jan 2001.
- [264] S. Tanzilli, W. Tittel, H. De Riedmatten, H. Zbinden, P. Baldi, M. DeMicheli, D.B. Ostrowsky, and N. Gisin, “Ppln waveguide for quantum communication”, *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 18, no. 2, pp. 155–160, Feb 2002.
- [265] R. T. Thew, S. Tanzilli, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin, “Experimental investigation of the robustness of partially entangled qubits over 11 km”, *Phys. Rev. A*, vol. 66, pp. 062304, Dec 2002.
- [266] Shin Arahira, Hitoshi Murai, and Hironori Sasaki, “Generation of highly stable wdm time-bin entanglement by cascaded sum-frequency generation and spontaneous parametric downconversion in a ppln waveguide device”, *Opt. Express*, vol. 24, no. 17, pp. 19581–19591, Aug 2016.
- [267] Han Chuen Lim, Akio Yoshizawa, Hidemi Tsuchida, and Kazuro Kikuchi, “Stable source of high quality telecom-band polarization-entangled photon-pairs based on a single, pulse-pumped, short ppln waveguide”, *Opt. Express*, vol. 16, no. 17, pp. 12460–12468, Aug 2008.
- [268] Han Chuen Lim, Akio Yoshizawa, Hidemi Tsuchida, and Kazuro Kikuchi, “Broadband source of telecom-band polarization-entangled photon-pairs for wavelength-multiplexed entanglement distribution”, *Opt. Express*, vol. 16, no. 20, pp. 16052–16057, Sep 2008.
- [269] Aktas Djeylan, Fedrici Bruno, Kaiser Florian, Lunghi Tommaso, Labonté Laurent, and Tanzilli Sébastien, “Entanglement distribution over 150 km in wavelength division multiplexed channels for quantum cryptography”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, no. 3, pp. 451–457, 2016.
- [270] T. Suhara, H. Okabe, and M. Fujimura, “Generation of polarization-entangled photons by type-ii quasi-phase-matched waveguide nonlinear-optic device”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 14, pp. 1093–1095, July 2007.
- [271] A Martin, A Issautier, H Herrmann, W Sohler, D B Ostrowsky, O Alibart, and 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, pp. 103005, 2010.
- [272] F Kaiser, A Issautier, L A Ngah, O Dănilă, H Herrmann, W Sohler, A Martin, and S Tanzilli, “High-quality polarization entanglement state preparation and manipulation in standard telecommunication channels”, *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 8, pp. 085015, 2012.
- [273] A. Yoshizawa, R. Kaji, and H. Tsuchida, “Generation of polarisation-entangled photon pairs at 1550 nm using two ppln waveguides”, *Electronics Letters*, vol. 39, no. 7, pp. 621–622, April 2003.
- [274] Akio Yoshizawa and Hidemi Tsuchida, “Generation of polarization-entangled photon pairs in 1550nm band by a fiber-optic two-photon interferometer”, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 13, pp. 2457–2459, 2004.
- [275] I. Herbauts, B. Blauensteiner, A. Poppe, T. Jennewein, and H. Hübel, “Demonstration of active routing of entanglement in a multi-user network”, *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, pp. 29013–29024, Nov 2013.
- [276] H. Jin, F. M. Liu, P. Xu, J. L. Xia, M. L. Zhong, Y. Yuan, J. W. Zhou, Y. X. Gong, W. Wang, and S. N. Zhu, “On-chip generation and manipulation of entangled photons based on reconfigurable lithium-niobate waveguide circuits”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, pp. 103601, Sep 2014.

-
- [277] Regina Kruse, Linda Sansoni, Sebastian Brauner, Raimund Ricken, Craig S. Hamilton, Igor Jex, and Christine Silberhorn, “Dual-path source engineering in integrated quantum optics”, *Phys. Rev. A*, vol. 92, pp. 053841, Nov 2015.
- [278] Setzpfandt Frank, Solntsev Alexander S., Titchener James, Wu Che Wen, Xiong Chunle, Schiek Roland, Pertsch Thomas, Neshev Dragomir N., and Sukhorukov Andrey A., “Tunable generation of entangled photons in a nonlinear directional coupler”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, no. 1, pp. 131–136, 2016.
- [279] S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, N. Gisin, and H. Zbinden, “A photonic quantum information interface”, *Nature*, vol. 437, pp. 116–120, 2005.
- [280] Noé Curtz, Rob Thew, Christoph Simon, Nicolas Gisin, and Hugo Zbinden, “Coherent frequency-down-conversion interface for quantum repeaters”, *Opt. Express*, vol. 18, no. 21, pp. 22099–22104, Oct 2010.
- [281] Hiroki Takesue, “Single-photon frequency down-conversion experiment”, *Phys. Rev. A*, vol. 82, pp. 013833, Jul 2010.
- [282] Rikizo Ikuta, Yoshiaki Kusaka, Tsuyoshi Kitano, Hiroshi Kato, Takashi Yamamoto, Masato Koashi, and Nobuyuki Imoto, “Wide-band quantum interface for visible-to-telecommunication wavelength conversion”, *Nature Communications*, vol. 2, no. 537, 2011.
- [283] Meany Thomas, Ngah Lutfi A., Collins Matthew J., Clark Alex S., Williams Robert J., Eggleton Benjamin J., Steel M. J., Withford Michael J., Alibart Olivier, and Tanzilli Sébastien, “Hybrid photonic circuit for multiplexed heralded single photons”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, no. 3, pp. L42–L46, 2014.
- [284] Paul G. Kwiat, “Hyper-entangled states”, *Journal of Modern Optics*, vol. 44, no. 11-12, pp. 2173–2184, 1997.
- [285] Tzu-Chieh Wei, Julio T. Barreiro, and Paul G. Kwiat, “Hyperentangled bell-state analysis”, *Phys. Rev. A*, vol. 75, pp. 060305, Jun 2007.
- [286] Tie-Jun Wang & Chuan Wang, “Complete hyperentangled-bell-state analysis for photonic qubits assisted by a three-level -type system”, *Scientific Reports*, vol. 6, no. 19497, 2016.
- [287] Xi-Han Li and Shohini Ghose, “Complete hyperentangled bell state analysis for polarization and time-bin hyperentanglement”, *Opt. Express*, vol. 24, no. 16, pp. 18388–18398, Aug 2016.
- [288] Tao Yang, Qiang Zhang, Jun Zhang, Juan Yin, Zhi Zhao, Marek Żukowski, Zeng-Bing Chen, and Jian-Wei Pan, “All-versus-nothing violation of local realism by two-photon, four-dimensional entanglement”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, pp. 240406, Dec 2005.
- [289] Giuseppe Vallone, Raino Ceccarelli, Francesco De Martini, and Paolo Mataloni, “Hyperentanglement of two photons in three degrees of freedom”, *Phys. Rev. A*, vol. 79, pp. 030301, Mar 2009.
- [290] Raino Ceccarelli, Giuseppe Vallone, Francesco De Martini, Paolo Mataloni, and Adán Cabello, “Experimental entanglement and nonlocality of a two-photon six-qubit cluster state”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, pp. 160401, Oct 2009.
- [291] Giuseppe Vallone, Gaia Donati, Raino Ceccarelli, and Paolo Mataloni, “Six-qubit two-photon hyperentangled cluster states : Characterization and application to quantum computation”, *Phys. Rev. A*, vol. 81, pp. 052301, May 2010.
- [292] Julio T. Barreiro, Nathan K. Langford, Nicholas A. Peters, and Paul G. Kwiat, “Generation of hyperentangled photon pairs”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, pp. 260501, Dec 2005.
- [293] Marco Barbieri, Francesco De Martini, Paolo Mataloni, Giuseppe Vallone, and Adán Cabello, “Enhancing the violation of the einstein-podolsky-rosen local realism by quantum hyperentanglement”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, pp. 140407, Oct 2006.

- [294] Shuai Dong, Lingjie Yu, Wei Zhang, Junjie Wu, Weijun Zhang, Lixing You, and Yidong Huang, “Generation of hyper-entanglement in polarization/energy-time and discrete-frequency/energy-time in optical fibers”, *Scientific Reports*, vol. 5, no. 9195, 2015.
- [295] Kwiat Paul G., Mattle Klaus, Weinfurter Harald, Zeilinger Anton, Sergienko Alexander V., and Shih Yanhua, “New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 4337–4341, Dec 1995.
- [296] John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, and Richard A. Holt, “Proposed experiment to test local hidden-variable theories”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 880–884, Oct 1969.
- [297] S. Odate, A. Yoshizawa, and H. Tsuchida, “Polarisation-entangled photon-pair source at 1550nm using 1 mm-long ppln waveguide in fibre-loop configuration”, *Electronics Letters*, vol. 43, no. 24, pp. 1376–1377, Nov 2007.
- [298] F. Kaiser, L.A. Ngah, A. Issautier, T. Delord, D. Aktas, V. D’Auria, M.P. De Micheli, A. Kastberg, L. Labonté, O. Alibart, A. Martin, and S. Tanzilli, “Polarization entangled photon-pair source based on quantum nonlinear photonics and interferometry”, *Optics Communications*, vol. 327, pp. 7–16, 2012.
- [299] Djeylan Aktas, Bruno Fedrici, Florian Kaiser, Tommaso Lunghi, Laurent Labonté, and Sébastien Tanzilli, “Entanglement distribution over 150 km in wavelength division multiplexed channels for quantum cryptography”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, no. 3, pp. 451–457, 2016.
- [300] Yoo Seung Lee, Gun-Duk Kim, Woo-Ju Kim, Sang-Shin Lee, Wan-Gyu Lee, and William H. Steier, “Hybrid si-linbo3 microring electro-optically tunable resonators for active photonic devices”, *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 7, pp. 1119–1121, Apr 2011.
- [301] Li Chen, Michael G. Wood, and Ronald M. Reano, “12.5 pm/v hybrid silicon and lithium niobate optical microring resonator with integrated electrodes”, *Opt. Express*, vol. 21, no. 22, pp. 27003–27010, Nov 2013.
- [302] Payam Rabiei, Jichi Ma, Saeed Khan, Jeff Chiles, and Sasan Fathpour, “Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates”, *Opt. Express*, vol. 21, no. 21, pp. 25573–25581, Oct 2013.
- [303] Jens Limpert Cesar Jauregui and Andreas Tünnermann, “High-power fibre lasers”, *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 861–867, 2013.
- [304] Michael O’Connor, V. Gapontsev, V. Fomin, M. Abramov, and A. Ferin, “Power scaling of sm fiber lasers toward 10kw”, in *CLEO. 2009*, p. CThA3, Optical Society of America.
- [305] Jens Limpert, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jurgen Otto, Tino Eidam, Cesar Jauregui, and Andreas Tünnermann, “Yb-doped large-pitch fibres : effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation”, *Light : Science & Applications*, vol. 1, Avril 2012.
- [306] K. W. Raine, J. G. N. Baines, and D. E. Putland, “Refractive index profiling-state of the art”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 8, pp. 1162–1169, Aug 1989.
- [307] Fouad El-Diasty, “Characterization of optical fibers by two- and multiple-beam interferometry”, *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 46, no. 4, pp. 291 – 305, 2008.
- [308] Norman H. Fontaine and Matt Young, “Two-dimensional index profiling of fibers and waveguides”, *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 33, pp. 6836–6844, Nov 1999.
- [309] N. M. Dragomir, E. Ampem-Lassen, S. T. Huntington, G. W. Baxter, A. Roberts, and P. M. Farrell, “Refractive index profiling of optical fibers using differential interference contrast microscopy”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 2149–2151, Oct 2005.
- [310] Betty Kouskousis, Daniel J. Kitcher, Stephen Collins, Ann Roberts, and Greg W. Baxter, “Quantitative phase and refractive index analysis of optical fibers using differential interference contrast microscopy”, *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 28, pp. 5182–5189, Oct 2008.

-
- [311] A. Barty, K.A. Nugent, A. Roberts, and D. Paganin, “Quantitative phase tomography”, *Optics Communications*, vol. 175, no. 4, pp. 329 – 336, 2000.
- [312] A. Roberts, E. Ampem-Lassen, A. Barty, K. A. Nugent, G. W. Baxter, N. M. Dragomir, and S. T. Huntington, “Refractive-index profiling of optical fibers with axial symmetry by use of quantitative phase microscopy”, *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 23, pp. 2061–2063, Dec 2002.
- [313] E. Ampem-Lassen, S. T. Huntington, N. M. Dragomir, K. A. Nugent, and A. Roberts, “Refractive index profiling of axially symmetric optical fibers : a new technique”, *Opt. Express*, vol. 13, no. 9, pp. 3277–3282, May 2005.
- [314] Witold Gorski and Wolfgang Osten, “Tomographic imaging of photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 14, pp. 1977–1979, Jul 2007.
- [315] A. D. Yablon, “Multi-wavelength optical fiber refractive index profiling by spatially resolved fourier transform spectroscopy”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 4, pp. 360–364, Feb 2010.
- [316] Andrew D. Yablon, “Recent progress in optical fiber refractive index profiling”, in *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011*. 2011, p. OMF1, Optical Society of America.
- [317] M. Halder, S. Tanzilli, H. de Riedmatten, A. Beveratos, H. Zbinden, and N. Gisin, “Photon-bunching measurement after two 25–km-long optical fibers”, *Phys. Rev. A*, vol. 71, pp. 042335, Apr 2005.
- [318] Dorilian Lopez-Mago and Lukas Novotny, “Coherence measurements with the two-photon michelson interferometer”, *Phys. Rev. A*, vol. 86, pp. 023820, Aug 2012.
- [319] Hong C. K., Ou Z. Y., and Mandel L, “Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2044–2046, Nov 1987.