HAL
open science

# Développement de cavités synchrones et d'une mémoire quantique : des outils pour l'ingénierie quantique hybride.

Martin Bouillard

▶ **To cite this version:**

Martin Bouillard. Développement de cavités synchrones et d'une mémoire quantique : des outils pour l'ingénierie quantique hybride.. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLO012 . tel-01709020

**HAL Id: tel-01709020**

**https://pastel.hal.science/tel-01709020**

Submitted on 14 Feb 2018

**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.

NNT : 2017SACLO012

# THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

préparée à

# L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

par

**Martin BOUILLARD**

## Développement de cavités synchrones et d'une mémoire quantique : des outils pour l'ingénierie quantique hybride

**Thèse soutenue à Palaiseau, le 15/12/2017**

**Composition du jury :**

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| M. | Marco Barbieri | Rapporteur | - | Università degli Studi, Roma |
| Mme | Sara Ducci | Examinatrice | - | Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Paris |
| M. | Julien Laurat | Rapporteur | - | Laboratoire Kastler Brossel, Paris |
| M. | Jean-François Roch | Président du jury | - | Laboratoire Aimé Cotton, Orsay |
| Mme | Rosa Tualle-Brouri | Directrice de thèse | - | Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau |

# Remerciements

Un peu plus d'un mois après ma soutenance, il est temps de me pencher sur la partie qui sera sans doute la plus lue de ce manuscrits. C'est donc avec un immense plaisir que je vais essayer de remercier toutes les personnes qui m'ont permis de réaliser cette thèse. Je m'excuse d'avance pour celles et ceux qui seront oublié·e·s. Venez me taper sur les doigts, je vous offrirai une mousse pour me repentir.

Bien entendu, je dois commencer par remercier ma directrice de thèse Rosa Tualle-Brouri sans qui rien n'aurait été possible. Tout d'abord pour avoir accepter d'encadrer ma thèse, ensuite pour m'avoir *passé les clefs* de la *manip'* alors que je n'étais qu'un étudiant de première année de thèse. Ta bienveillance, ta confiance et ta passion, pour la recherche comme pour l'enseignement, m'ont énormément appris au cours de ses trois années.

Je tiens aussi à remercier tout les membres de mon jury. Tout d'abord Jean-François Roch pour avoir accepté de présider le Jury, ensuite Marco Barbieri et Julien Laurat pour avoir pris le temps de lire en détails mon manuscrit, et enfin Sara Ducci pour avoir examiné ma thèse. J'ai été honoré de pouvoir présenté mon travail devant vous et de pouvoir répondre à vos questions.

Il me faut ensuite remercier les personnes avec qui j'ai travaillé au jour le jour sur l'expérience. Tout d'abord, merci à Jean Etesse pour m'avoir transmis ton savoir sur l'expérience, ta rigueur et ton investissement ont été une référence pour moi. Je garde un excellent souvenir de ces longues soirées de mesures passées ensemble sur l'expérience pendant mon stage. Ta présence à ma soutenance m'a vraiment touché. Merci ensuite à Bhaskar Kanseri, avec qui j'ai beaucoup échangé, tant sur la physique que sur nos cultures respectives. Ensuite, je tiens à remercier ceux qui m'ont rejoint sur l'expérience, tout particulièrement Guillaume Boucher (alias Grogui), premier membre de la Dream Team, avec qui j'ai le plus travaillé sur l'expérience. Tout d'abord, merci de m'avoir supporté pendant ces presque deux années de travail. Ce fut un réel plaisir de passer tout ce temps avec toi, que ce soit pour le partage de nos goûts musicaux, pour nos discussions (de physique ou autre sujets) parfois très animées, pour tous les bons moments (l'inoubliable retour du photon unique, le stockage, la nocture avec Júlia...) ainsi que les mauvais (l'ellipticité du bleu, les effets thermiques, le driver de la Pockels...) passés en salle de *manip'*. Je suis fier de tout ce que nous avons réalisé ensemble tant sur le plan humain que scientifique. Ensuite, merci à Júlia Ferrer-Ortas, second membre de la Dream Team, qui nous a rejoint sur l'expérience à la fin de cette thèse. Nous avons formé, avec Grogui, une vraie équipe, et cela m'a permis de finir cette thèse dans des conditions idéales. Enfin, il me faut remercier, mais surtout encourager mon successeur sur l'expérience, Benjamin Pointard, je suis heureux d'avoir partager ces deux derniers mois avec toi, je te souhaite de prendre autant de plaisir avec la

*manip'* que j'en ai pris.

Il est maintenant temps de remercier les membres de cette nouvelle famille qu'a représentée pour moi le GRoupe d'Optique Quantique. Comme d'habitude, je me dois de commencer par les ... permanents : Antoine Browaeys, Philippe Grangier, Yara Hodroj, Thierry Lahaye, Florence Nogrette et Yvan Sortais.

Je tiens à remercier notamment Florence pour ta gentillesse et ta bienveillance, je garde un excellent souvenir de tous ces moments passés avec toi au Magnan ou dans les transports en commun. Antoine et Thierry pour votre passion contagieuse de la physique et pour vous être empêchés de vous défiler devant toutes mes questions absentes d'atomes. Je suis particulièrement reconnaissant envers Antoine pour avoir pris le temps de s'inquiéter de la santé mentale du pauvre thésard du bureau d'à coté, à qui tu ne devait rien, malgré la quantité astronomique de taches administratives qui te tombe dessus. J'ai eu la chance de profiter d'une bonne partie des tutoriels de Thierry pour apprendre à calculer en cent leçons, mais aussi de tous ces conseils précieux que ce soit en électronique, en thermodynamique ou autre. Bien évidemment merci aussi pour ton aide concernant l'asservissement de la température du laser. Tout les trois, vous formez pour moi, les trois piliers du groupe qui permettent à tout les thésard·e·s et postdoctorant·e·s du groupe de travailler dans une ambiance extraordinaire.

Bien entendu cette ambiance doit beaucoup à tout les doctorants et post-doctorants et post-doctorantes qui son passé·e·s par le groupe. Parmi eux, je dois bien sur remercier ceux de la première heure qui m'ont accueilli à bras ouverts à l'institut. Henning pour tout les moments passés ensemble en dehors du labo, que ce soit pour faire le plus long marathon du monde avec Britta et Ben ou pour parcourir la Bretagne à vélo. Imam pour toutes ces soirées raclettes et fondues organisées chez toi, ainsi que pour tout les voyages que l'on a faits en Bretagne à Nice et en Serbie (aie...), et pour toutes ces pauses sportives du midi passées ensemble, merci aussi de m'avoir tant appris sur la cavités optiques avec Rajiv (sans jamais me mettre à la porte de votre bureau !). A Rajiv, pour toutes les discussions que nous avons eues, pour ta tranquillité et tout les bons moments passés à jouer au basket ensemble, merci aussi d'avoir pris tout ce temps pour m'initier aux cavités optiques avec Imam (toi aussi sans me mettre à la porte !). Daniel pour ton humour, pour l'exemple que tu nous donnes à tous et bien sur pour toutes ces histoires dont tu nous régales lorsque tu nous raccompagnes en voiture.

Si ce sont bien souvent les bons qui nous quittent, je dois quand même saluer ceux qui ont rejoint la partie en cours de route, avec qui j'ai aussi passé d'excellents moments. Mauro, mon coéquipier de thèse, pour toutes les bonnes soirées passées ensemble et bien sur pour avoir été mon *entangled buddy* lors de l'organisation de YQIS. L'affreux, alias Sylvain, pour ton intuition physique désarmante et pour tellement d'autres choses que je n'ai pas la place de les écrire... Senka, pour ton humour, ton amitié et ton accueil en Serbie. Vincent, l'amoureux du son du clip de France Gall, pour ton accueil avec doigté en salle de *manip'*. Et tout les autres membres du groupe : Alexeï, Melissa, Ludovic, Luis, Stephan, Sylvain the $1^{st}$, Tom... Grâce à vous tous, et malgré les transports en communs, venir travailler à l'institut d'optique a toujours été un véritable plaisir.

Je dois accorder une mention spéciale pour chadoq, pour m'avoir prêté tant de matériel, et ce, en dépit du fait que je ne cessais de contester l'utilité de leurs

particules par rapport aux miennes.

Heureusement, l'institut d'optique n'est pas uniquement composé du groupe d'optique quantique. Mes remerciements vont tout d'abord à notre directeur Patrick Georges à qui revient la lourde tâche de gérer la barre du laboratoire, ce qu'il fait avec brio.

Bien qu'il faille sortir de notre sous sol pour aller au premier étage de l'institut, j'ai beaucoup interagi avec les groupes de biophotonique et Naphel. Je tiens en particulier à remercier Lili, Émilie, Nick, Nathalie, Fred et Mitradeep qui sont les personnes avec qui j'ai le plus partagé de temps.

Quand on fait parti du groupe d'optique quantique, il a y un groupe que l'on est obligé de remercier : le groupe d'optique atomique, ils partagent avec nous le sous sol de l'institut, ce qui, pour notre plus grand bonheur, nous oblige à interagir ensemble. Parmi tout ce beau monde, je dois citer : Momo, Guillaume, Maxime, Pierre, Rockson.

Il est maintenant temps de souligner l'importance de l'atelier mécaniques avec André, Patrick et Jean-René, ainsi que de l'atelier d'optique avec Sophie et Christian, où vous êtes toujours accueilli avec bonne humeur que vous veniez les voir avec des demandes particulièrement exigeantes ou des questions bidons. Je me rappelle particulièrement d'un soir où Patrick a rallumé une machine nettoyée, à 20h passée, pour me tailler une pièce alors qu'il devait rentrer en moto en pleine tempête. André Willing pour avoir pris le temps de se pencher sur mes problèmes et de m'avoir tant appris en électronique.

Je remercie ensuite l'ensemble du personnel de l'administration de l'institut ainsi que le service technique qui nous permettent de travailler dans de bonnes conditions. Je remercie particulièrement les personnes de l'accueil et de la reprographie, pour leur travail bien sûr, mais surtout pour leur bonne humeur contagieuse. On ne soulignera jamais assez l'impact d'un accueil chaleureux qui permet de commencer ou de terminer une journée avec le sourire.

En parlant d'un accueil chaleureux, je ne peux pas oublier Hélène et Doussou de la cafèt' avec qui j'ai eu un énorme plaisir à discuter et rigoler au cours des pauses cafés et déjeuner.

Pendant ma thèse, j'ai eu la chance d'enseigner pendant trois ans à l'IUT d'Orsay, où j'ai pris goût à l'enseignement. Il me faut tout d'abord remercier Philippe Doublet pour ne pas s'*être laissé démonté* par mon répondeur et m'avoir offert cette opportunité, mais aussi pour son investissement en matière de pédagogie qui m'a beaucoup apporté. Merci à Loïc Rondin avec qui j'ai beaucoup aimé travaillé, mais aussi à Fabien, Christine, Fabienne et Véronique. Enfin, je finis bien sur par remercier les étudiants de l'IUT pour leur attention, leur constante bonne humeur et leurs questions pertinentes.

Alain Aspect, Antoine Browaeys et Sébastien Tanzilli m'ont fait confiance pour organiser la première édition de la conférence YQIS avec Mauro. Je les remercie tous les trois pour cette occasion unique, en particulier Antoine pour son soutien moral et logistique, et bien sur Seb dont la rencontre a été une surprise aussi extraordinaire qu'inattendue (Euf !).

Cette thèse n'aurait pas été possible financièrement sans l'ANR Spock, ce projet m'a permis de travailler avec Sébastien Tanzilli (sur le coté scientifique), Nicolas Treps et leurs équipes. Les nombreuses discussions qui ont découlé de ses réunions

n'ont fait que me persuader un peu plus (si c'est possible) de l'importance du partage et du travail en équipe. Au delà de ça, je dois remercier Nicolas et Seb pour le temps qu'ils m'ont accordé que ce soit en réunion pour discuter de physique et d'organisation, ou dans un bar pour partager des verres, des contrepèteries ainsi que leurs visions de la recherche. J'espère avoir la chance de travailler de nouveaux avec vous.

Lorsque l'on est absorbé par le travail, il est très important de réussir à sortir la tête de l'eau pour respirer un peu, c'est ce que je me suis employé à faire à travers de nombreuses activités, qu'elles soient sportives ou non.

Tout d'abord avec le basket, je remercie particulièrement ceux de la première heure Rockson, Rajiv et Pierre avec qui nous avons commencé à jouer, mais aussi toutes celles et ceux qui ont suivi : Mamouss, Mauro, Sylvain, Momo, Cécile, Lili, Émilie... ainsi que ceux des laboratoires voisins : Thales, LMD... Merci à celles et ceux qui ont participé au tournoi de Paris-Saclay 3 années de suites après tout, nous avons tout de même réussi à gagner la finale de la consolante de la troisième (et dernière) poule du tournoi ! Félicitation à Momo pour son 3-point inoubliable, et merci à tous pour vos encouragements malgré tous ces lancés francs ratés !

Après le basket vient la coinche, j'espère que ce rituel du mardi midi, qui a réussi à réunir des personnes venant de 5 groupes différents de l'institut, perdurera. Beaucoup de noms vont ressortir, mais je me dois de les citer encore : Henning, Mamouss, Mauro, l'affreux, Momo, Lili, Émilie, Ludo, Guillaume, Vincent, Grogui, Júlia (surtout pour l'accompagnement au piano), Thibault, Mitradeep, Fred, Nathalie... Ma dernière partie en tant que doctorant à l'institut où j'ai perdu 1000-0 restera inoubliable...

Une autre activité que j'ai eu le plaisir, mais surtout la frayeur, de découvrir est l'escalade. Je tiens à remercier du fond du cœur la team escalade pour m'avoir aider à vaincre ma peur du vide et surtout pour avoir partagé et supporté mes peurs lors de notre week-end dans les calanques. Je remercie donc l'affreux (encore lui), Momo (qui doit être en train de grimper au moment où vous lisez ces lignes), Lili (qui, parfois au péril de sa vie, flash des voies venues de l'espace), Émilie (qui n'hésite pas à se sacrifier, merci de m'avoir poussé, en particulier à mes débuts), Fred (le bourrin ;) ), Vincent (je n'ai pas le choix maintenant), mais aussi Maxime, Hugo et tous les autres qui sont venus déguster les hamburgers d'Arkose ainsi que leur blocks.

Enfin, je remercie le groupe d'optique quantique et bien d'autres personnes pour tout un tas d'autres activités comme les tennis promis avec Henning, Daniel et Jean ; les courses à pieds ; les sorties vélos ou encore le levé de coude à l'académie ou au Hurling.

Je dois maintenant remercier tout mes amis qui m'ont accompagné tout au long de cette thèse. Tout d'abord les amis de toujours, qui ont dû principalement supporter mon absence, ces moments éclairs passés lors de mes retours en terre sainte, m'ont toujours rappelé à quel point je tenais à vous, mais ils ont surtout montré la solidité de nos amitiés. Un immense merci à Pye, Mon chéri, Koko, Momo, Manu, Alain, Nocnoc, Clem et bien d'autres.

Ensuite pour la team des Parisiens, je nomme : Ouahab (je n'ai pas pu m'en empêcher ;)), Rima, Solenne et Xa ; qui appartiennent à la catégorie du dessus, à ceci près qu'ils ont au à affronter mes excentricités régulièrement. Merci pour la stylitude de

votre soutiens qui n'a pas de sens, ainsi que pour tous ces interminables débats.
Ensuite vient le Magistère avec : Fel, Doc, Kiki, Mistoufle, Dodo, Jimbo, Luce, Alban, Chachou, Cricri, Ludo et Nathalie. Un immense merci pour m'avoir accepté tel que je suis et pour m'avoir permis de m'épanouir pleinement. Je pense notamment à ces vacances au Canada à la mi-thèse, ce voyage inoubliable à permis de recharger pleinement les batteries pour attaquer en pleine forme la dernière année de thèse. J'attends avec impatience les prochains voyages ! Une mention spéciale à Dodo pour m'avoir prêté ton balcon tout l'été et pour avoir été encore plus en charrette pour la rédaction, ça permet de relativiser.
Je dois aussi remercier Noon, avec qui j'ai réalisé mes premiers pas en physique expérimentale en prépa (Mais non je te dis que c'est pas ça ! ... Mais si je les vois là !) : le binome idéal dont l'esprit physique et la détermination m'ont toujours impressionné. Merci d'avoir fait l'aller-retour de Rouen pour arriver après la soutenance et profiter du pot avant de repartir le soir même. *Tu dis que* ça sera bientôt ton tour. Ah.
Enfin je dois finir par remercier tout le groupe des Scouts de France de Bruz avec qui j'ai (essayé) d'apprendre à vivre en société. J'ai une pensée particulière pour Claire dont les capacités à communiquer et résoudre les conflits extraordinaires m'ont servi de modèles et m'ont permis de démêler une quantité indénombrable de dilemmes tout au cours de ma thèse. Bien qu'elle soit moins libératrice, la méthode Claire Adam est bien plus efficace que la méthode Martin Bouillard.

Je tiens aussi à remercier un certain nombre de mes professeurs, dont l'impact sur le parcours des étudiants est trop souvent négligé, qui m'ont transmis leurs passions pour la science et qui m'ont permis de faire cette thèse : Pascal Parneix, Ségolène Diehl-Guilbaud, Antoine Browaeys, Magalie et Guillaume Delannoy, Mme Flageul, Mme Noiret... J'ai une pensé particulière pour Magalie et Guillaume : votre passion et votre dévouement pour les étudiants n'ont fait que confirmer mon envie de faire de la physique et m'ont poussé à faire le magistère de physique. J'ai été honorée de faire ces trois années de prépa' avec vous.

Je dois aussi prendre quelques lignes pour la *manip'*. J'ai souvent dit que ma thèse consistait à jouer pendant trois ans avec une boîte de légo à 1 million d'euros. Mais après avoir passé tant de temps à essayer de faire fonctionner correctement la *manip'*, cette boîte de légo acquiert une personnalité avec laquelle nous devons apprendre à composer. Je tiens donc à la remercier pour avoir fonctionner si bien pendant ces trois années et demi de thèse, et pour m'avoir accueilli moi et mon duvet à la fin de la rédaction.

Je ne peux finir ses remerciements sans parler de certains artistes. Bien sûr les Shins (désolé Grogui et Júlia) dont je préfère ne pas compter le nombre d'heures d'écoute. Mention spéciale pour la chanson Mildenhall qui m'a toujours permis d'éteindre la manip' dans la bonne humeur après de longues soirées de travail. Mais aussi CCR, Queen, l'émission the Tiny desk concert ainsi que les playlists de MyAbridged. Les longues heures de *manip'* (et de rédaction) auraient eu une saveur bien différente sans votre talent.

Enfin, je dois finir ces remerciements par ma famille : Man, Christian, Chloé et Tense pour votre soutiens infaillible au cours de toute ces années, ainsi qu'au dernier venu Alexandre et sa bouille incroyable, avec qui j'ai partagé, entre autre, les moments de galère de thésard de dernière année. Bien évidemment à tout ça doit

s'ajouter tous les bons moments passés tous ensemble en famille à discuter (voire souvent écouter), rigoler, jouer... le tout bien souvent à table, qui sont des bouffés d'air qui permettent d'affronter n'importe quel obstacle.
Je tiens aussi à remercier mes grands-parents qui ont toujours été présents, et qui n'ont malheureusement pas pu assister à ma soutenance. J'ai été particulièrement touché par la présence d'Hubert et Babette à ma soutenance, merci à vous d'avoir fait le déplacement et d'avoir aidé à l'organisation du pot. En parlant du pot, un immense merci à Tense et Man pour tout le temps que vous avez passé au fourneaux ainsi qu'aux autres pour la logistique.
Finalement j'ai une pensée profonde pour mon père, dont l'image bienveillante, me pousse continuellement à me dépasser.

Sur ce, il ne me reste plus qu'a me diriger vers de nouvelles aventures qui seront, j'en suis sûr, tout aussi stylé :) !

# Table des matières

**Introduction** **1**

**partie I. Les outils théoriques** . . . . . **7**

**1 L'optique quantique** . . . . . **9**
1.1 La dualité onde-corpuscule de la lumière . . . . . 9
1.1.1 Les variables discrètes . . . . . 10
1.1.2 Les variables continues . . . . . 12
1.1.3 Liens entre les deux descriptions . . . . . 16
1.2 Les états quantiques usuels . . . . . 17
1.2.1 Les états gaussiens . . . . . 17
1.2.2 Les états non-gaussiens . . . . . 22
1.3 Les mesures en mécanique quantique . . . . . 26
1.3.1 Variables discrètes . . . . . 27
1.3.2 Variables continues . . . . . 28
1.4 Conclusion . . . . . 31

**2 Les cavités optiques** . . . . . **33**
2.1 Les cavités monochromatiques . . . . . 33
2.1.1 Différents types de cavités . . . . . 34
2.1.2 Stabilité du faisceau . . . . . 34
2.1.3 Cavité Fabry-Perot . . . . . 36
2.2 Les cavités pulsées ou cavités synchrones . . . . . 40
2.2.1 Généralités . . . . . 41
2.2.2 Influence de la longueur de la cavité . . . . . 44
2.2.3 Les effets de sous-cavités . . . . . 46
2.3 Asservissement . . . . . 48
2.4 Conclusion . . . . . 50

**partie II. Génération d'états chat de Schrödinger optiques** . . . . . **51**

**3 Le protocole de croissance** . . . . . **53**
3.1 Le bit quantique . . . . . 53
3.2 Génération d'états chats de Schrödinger optiques . . . . . 56
3.2.1 État de l'art . . . . . 56
3.2.2 Utilité d'un protocole itératif . . . . . 59

3.3 Le protocole de breeding . . . . . 60
3.3.1 Le breeding . . . . . 60
3.3.2 Itération du protocole . . . . . 62
3.4 Conclusion . . . . . 63

**4 Les paramètres de l'expérience . . . . . 65**
4.1 La source laser et sa caractérisation . . . . . 68
4.1.1 Le MIRA 900 . . . . . 68
4.1.2 La cavité laser . . . . . 69
4.1.3 Le cavity dumper . . . . . 69
4.1.4 Diagnostic du faisceau et stabilisation du pointé . . . . . 70
4.2 La génération de seconde harmonique . . . . . 71
4.2.1 Le cristal . . . . . 71
4.2.2 Utilisation du « frigo » . . . . . 71
4.2.3 Choix de la taille du cristal . . . . . 72
4.3 L'amplification paramétrique . . . . . 74
4.4 Production de photon unique . . . . . 76
4.4.1 Le conditionnement . . . . . 76
4.4.2 Le filtrage spectral . . . . . 77
4.4.3 Implémentation expérimentale . . . . . 78
4.5 Le protocole de croissance (*breeding*) . . . . . 79
4.6 Les détections homodynes . . . . . 80
4.6.1 Implémentation expérimentale . . . . . 81
4.6.2 Montage électronique . . . . . 81
4.6.3 Calibrations des DHs . . . . . 82
4.6.4 Caractérisation des pertes . . . . . 83
4.6.5 Acquisition des données . . . . . 84
4.7 Asservissement de la phase . . . . . 84
4.7.1 Asservissement . . . . . 84
4.7.2 Mesure de la phase . . . . . 86
4.8 Conclusion . . . . . 87

**5 Analyse des résultats . . . . . 89**
5.1 Photons uniques . . . . . 89
5.2 Le chat de Schrödinger . . . . . 92
5.2.1 Résultats . . . . . 94
5.2.2 Taux de production . . . . . 94
5.2.3 Mise en perspective . . . . . 95
5.2.4 Évolution de la communauté . . . . . 96
5.3 États NOON et autres projections . . . . . 97
5.4 Les limites de l'expérience . . . . . 98
5.4.1 Qualité des photons uniques . . . . . 98
5.4.2 Taux de production . . . . . 100
5.4.3 Le caractère aléatoire . . . . . 101
5.5 Conclusion . . . . . 101

**partie III. Sources d'états de Fock à haute fréquence et mémoire quantique** . . . . . **103**

**6 Source de photon haute cadence** . . . . . **105**
6.1 Introduction . . . . . 105
6.2 Augmentation du taux de répétition . . . . . 106
6.3 Génération de seconde harmonique . . . . . 109
6.3.1 Passage au $BiB_3O_6$ . . . . . 109
6.3.2 Paramètres de la cavité . . . . . 113
6.3.3 Paramètres expérimentaux de la cavité . . . . . 116
6.3.4 Les effets de sous-cavités . . . . . 119
6.3.5 Conclusion . . . . . 121
6.4 La cavité OPA . . . . . 122
6.4.1 Paramètres de la cavité . . . . . 122
6.4.2 Puissances résonantes . . . . . 123
6.4.3 Alignement de la sonde . . . . . 123
6.4.4 Les effets thermiques . . . . . 126
6.4.5 Conclusion . . . . . 129
6.5 Génération d'état de Fock . . . . . 129
6.5.1 Introduction . . . . . 129
6.5.2 Diminution du taux d'analyse . . . . . 131
6.5.3 Photon unique . . . . . 132
6.5.4 État de Fock à 2 photons . . . . . 135
6.6 Conclusion . . . . . 137

**7 La mémoire quantique** . . . . . **139**
7.1 Introduction . . . . . 139
7.1.1 Les processus aléatoires . . . . . 139
7.1.2 Nécessité d'une mémoire . . . . . 140
7.1.3 Caractérisation d'une mémoire quantique . . . . . 141
7.2 Amélioration du protocole expérimental . . . . . 142
7.2.1 Filtrage spectral . . . . . 142
7.2.2 Asservissement de la température du laser . . . . . 143
7.3 Le principe de la mémoire quantique . . . . . 146
7.3.1 Polyvalence de la mémoire . . . . . 146
7.3.2 Les contraintes expérimentales . . . . . 148
7.4 Installation de la mémoire . . . . . 150
7.4.1 La ligne à retard . . . . . 152
7.4.2 Implémentation de la mémoire . . . . . 153
7.4.3 Qualité des états de Fock . . . . . 155
7.5 Stockage d'états de Fock . . . . . 158
7.5.1 Stockage de photons uniques . . . . . 158
7.5.2 Stockage d'état de Fock à deux photons . . . . . 161
7.6 Conclusion . . . . . 166

**Conclusion et perspectives** . . . . . **167**

**partie IV. Annexes** . . . . . **171**

**A Calcul des fonctions de transmission des cavités** . . . . . **173**
A.1 Le waist de la cavité . . . . . 173
A.2 Calcul de la fonction de transfert d'une cavité . . . . . 174
A.3 Effets de sous-cavités . . . . . 175

**B Table** . . . . . **179**

**C Liste des publications** . . . . . **187**

**References and articles** . . . . . **188**

**Résumé** . . . . . **200**

# Introduction

Amorcée par le problème de la catastrophe ultraviolette, la découverte de la mécanique quantique a, avec la relativité, mis le monde de la physique en ébullition. Souvent qualifiée de première révolution quantique, elle a poussé les physiciens du début du XX$^e$ siècle à accepter de "nouvelles règles" étonnantes et contre-intuitives, modifiant complètement notre vision de la physique.

L'une de ces règles est à l'origine d'un grand nombre de débats : la superposition quantique. Elle stipule qu'une particule peut être dans plusieurs états à la fois, tant que cet état n'est pas mesuré. Mais le principe de superposition ouvre la porte à un phénomène encore plus extraordinaire : l'intrication. Si une superposition est délocalisée en deux endroits, effectuer une mesure sur l'un des côtés agit instantanément sur le deuxième. Ce raisonnement en total contradiction avec notre vision du monde poussera Einstein et ses acolytes Podolsky et Rosen à formuler un paradoxe qui finira par porter leurs noms : le paradoxe EPR. Ce dernier repose sur l'impossibilité de transmettre de l'information plus rapidement que la lumière. Si l'on effectue deux mesures simultanées de notre état délocalisé, comme les mesures n'ont pas eu le temps d'échanger des informations, on pourrait penser qu'il deviendrait alors possible d'obtenir deux résultats contradictoires.

En 1964, John Bell propose une expérience qui permettrait de trancher sur la nature de la mécanique quantique. Cette expérience sera réalisée en 1972 dans le groupe de Clauser (Freedman and Clauser, 1972), puis confirmée par les expériences d'Alain Aspect en 1981 et 1982 (Aspect et al., 1981, 1982a,b). Ces expériences, qui ont tranché en faveur de la mécanique quantique, ont donné les prémisses de ce que l'on appelle la deuxième révolution quantique.

La première révolution quantique, qui porte principalement sur notre compréhension de l'atome et de la matière, a permis le développement d'un nombre incalculable d'inventions comme le laser, l'IRM, l'ordinateur, etc... La seconde révolution porte sur l'application « directe » des principes fondamentaux de la mécanique quantique, à savoir : l'intrication, la superposition et le principe d'incertitude d'Heisenberg. Elle a donné naissance à un domaine encore en développement : l'information quantique.

L'information quantique peut être séparée en trois branches distinctes : la cryptographie quantique, la simulation quantique et l'informatique quantique.

- **la cryptographie quantique** : grâce au principe d'incertitude, la cryptographie quantique permet, lorsque l'on envoie un message, de détecter la mesure éventuelle de ce message par un espion. Ainsi, si l'on envoie une clé de déchiffrage à un interlocuteur, et qu'elle n'a pas été mesurée par un espion,

l'émetteur du message peut alors envoyer le message codé par l'utilisation de cette clé, que seuls le destinataire et l'émetteur possèdent. Ce procédé, initialement proposé par (Bennett and Brassard, 1984), permet un transfert parfaitement sécurisé d'information.

D'autres protocoles tels que la téléportation quantique (Furusawa, 1998) permettent, par la combinaison d'un canal « classique » d'information et d'un canal « quantique » , d'effectuer des transferts d'informations eux aussi entièrement sécurisés.

Aujourd'hui, certains protocoles de transferts de clés sont commercialisés. Cependant, le véritable challenge reste l'implémentation d'un réseau global de communication, voir même d'un internet quantique (Kimble, 2008). Des expériences allant dans ces directions ont été récemment présentées (Kómár et al., 2014; Liao et al., 2017; Yin et al., 2017).

- **la simulation quantique** : proposée par Richard Feynman en 1982 (Feynman, 1982), elle repose sur une idée très simple : plutôt que de vouloir comprendre la mécanique quantique avec les outils du monde classique, on peut créer un système quantique que l'on peut contrôler. Si ce système est régit par les mêmes lois que le système étudié, il suffit de le laisser évoluer pour connaître le résultat final. Si l'on dispose d'un contrôle suffisamment élevé sur notre système, nous pouvons ainsi sonder la matière à petite échelle afin de comprendre les observations macroscopiques. De tels systèmes pourraient nous permettre de comprendre des phénomènes comme la supraconductivité, la frustration, la diffusion, les transitions de phases quantiques, etc... (Georgescu et al., 2014)

  Bien entendu, le challenge est d'obtenir ces systèmes. Différentes plateformes ont été développées utilisant des ions (Blatt and Roos, 2012), des atomes neutres (Bloch et al., 2012), etc... Au cours des dernières années, de nombreux progrès ont été réalisés permettant de créer des systèmes contenant plusieurs dizaines de particules (Barredo et al., 2016; Bernien et al., 2017).

- **l'informatique quantique** : elle utilise le principe de la superposition quantique pour définir un nouveau bit d'information appelé qubit. Si le bit classique peut prendre la valeur 1 ou 0, le qubit peut, grâce au principe de superposition, être dans une superposition arbitraire des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ :

$$|\text{Qubit}\rangle = \alpha\,|0\rangle + \beta\,|1\rangle \quad \text{avec } |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \tag{1}$$

  Ce nouvel objet permet de réaliser de nouveaux algorithmes. Pour certaines tâches, les temps de calculs de ces algorithmes peuvent être beaucoup plus faibles que ceux des ordinateurs classiques. Les exemples les plus célèbres sont les algorithmes de Shor (Shor, 1999) et de Grover (Grover, 1996). Le premier permet de factoriser des nombres premiers en un temps polynomial plutôt qu'exponentiel, rendant complètement obsolète la majeure partie de nos systèmes de cryptages qui utilise le fait que le temps de déchiffrage actuel est « infini » à l'échelle du temps de vie humain. L'algorithme de Grover est

un algorithme de recherche donnant un avantage quadratique sur le nombre d'opération nécessaire à la recherche d'un élément d'une liste.

Afin de pouvoir obtenir un ordinateur quantique, 3 éléments sont indispensables :

- un qubit pour coder l'information,
- un ensemble de portes quantiques dit universel, permettant de réaliser toutes les opérations nécessaires,
- des codes correcteurs d'erreurs.

Pour réaliser ses opérations quantiques, différents systèmes peuvent être utilisés :

- les ions (Debnath et al., 2016), les atomes (Saffman, 2016), les supraconducteurs (Clarke and Wilhelm, 2008) qui ont l'avantage de pouvoir faire facilement interagir les qubits entre eux mais ont des temps de cohérence relativement courts,
- les photons : comme la lumière interagit très peu avec son environnement, les temps de cohérences sont très longs, ce qui fait d'elle un candidat idéal pour la communication quantique. En revanche, les faire interagir devient plus compliqué (Knill et al., 2001),
- enfin il existe beaucoup de nouvelles plateformes en développement telles que les plasmons (Tame et al., 2013) ou les polaritons (Sturm et al., 2014).

## Contexte

Les travaux de cette thèse se concentrent sur l'utilisation des photons. Lorsque l'on utilise la lumière, la dualité onde-corpuscule nous donne deux moyens différents d'encoder l'information :

Le premier, les variables discrètes, consiste à étudier le nombre de photons d'un état. Le degré de liberté le plus couramment utilisé est la polarisation $\propto |H\rangle + |V\rangle$. Les qubits sont très simples à implémenter, mais souffrent des problèmes de détections des photons uniques.

Le second, les variables continues, consiste à encoder l'information sur le champ électromagnétique de la lumière. Ces variables ont l'avantage d'avoir des détecteurs avec de très fortes efficacités. En revanche, la création des qubits est plus complexe. En variables continues, un des qubits les plus célèbres sont les états chats de Schrödinger optiques. Ces états tiennent leur nom de la célèbre expérience de pensée d'Erwin Schrödinger (Schrödinger, 1935) qui consiste à superposer deux états classiques. Dans le cas historique, les deux états classiques superposés étaient les états mort et vivant d'un pauvre chat. En optique, les états qualifiés de classiques, sont les états cohérents : $|\alpha\rangle$. Leur superposition s'écrit :

$$|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle \tag{2}$$

La particularité de ce qubit est que l'on peut différencier les deux états grâce à une simple mesure homodyne. De nombreux protocoles ont été proposés afin de

réaliser des opérations quantiques avec ces superpositions (Gilchrist et al., 2004; Jeong and Kim, 2002; Lund et al., 2008; Marek and Fiurášek, 2010; Ralph et al., 2003). A partir de ces états, il a été montré qu'il était possible de créer des états quantiques encore plus complexes tels que les états peignes en quadrature, qui permettent l'implémentation de codes correcteurs d'erreurs essentiels en information quantique.

De manière générale, la formation de ces états ne fait pas seulement appel aux variables continues, mais aussi aux variables discrètes (Ourjoumtsev et al., 2006b, 2007; Zavatta et al., 2004) qui permettent généralement d'annoncer la création des états, donnant naissance au domaine de l'ingénierie quantique hybride (Andersen et al., 2015).

Les récents progrès ont permis de générer des états chats contenant de plus en plus de photons (Etesse et al., 2015; Huang et al., 2015; Ourjoumtsev et al., 2006b; Sychev et al., 2017). Cependant, les taux de production de ces états restent relativement faibles et limitent les implémentations de protocoles quantiques.

C'est dans ce contexte de génération d'états non classiques de la lumière que se situe cette thèse. Elle est articulée en plusieurs étapes, chacunes d'elles consistant à développer de nouveaux outils pour l'ingénierie quantique hybride.

La première partie porte directement sur la génération d'états non classiques, dont la superposition d'états cohérents, par la réalisation expérimentale d'un nouveau protocole baptisé le protocole de *breeding* (Etesse et al., 2015). Si l'amplitude des états obtenus par ce protocole est assez importante pour réaliser des protocoles quantiques (Lund et al., 2008), les taux de production restent trop faibles pour espérer réaliser des protocoles quantiques.

Les deux étapes suivantes visent à résoudre ce problème de taux de production par l'implémentation de deux cavités synchrones associées à une augmentation du taux de répétition du laser. Les cavités permettent d'accroître l'efficacité des effets non-lineaires qui sont à l'origine de la création de nos états. La dernière étape est la réalisation d'une mémoire quantique. Les mémoires sont des outils essentiels à tous les protocoles d'informations quantiques, afin de permettre la synchronisation d'état ou l'implémentation de répéteur en communication. Nous montrerons le stockage d'états de Fock à un et deux photons avec notre mémoire quantique.

## Plan de la thèse

**Première Partie : Les outils théoriques**

Lors de cette partie, nous allons introduire les différents outils théoriques nécessaires à la compréhension de ce manuscrit.

Le premier chapitre présentera les bases de l'optique quantique. Nous mettrons en évidence les liens et les différences entre les variables discrètes et continues, ainsi que les moyens de mesures associés à chacune des descriptions.

Le chapitre deux se concentrera sur un outil complètement nouveau sur l'expérience : les cavités synchrones. Nous commencerons par introduire les bases des cavités pour continuer sur certains points spécifiques aux cavités pulsées, ainsi que la méthode d'asservissement utilisée sur l'expérience.

**Seconde Partie : Génération d'états chats de Schrödinger optiques**

Dans cette partie, nous ferons un état de l'art sur la génération des états chats de Schrödinger : s'en suivra une présentation du protocole de *breeding* développé par Jean Etesse avant mon arrivée à l'Institut d'optique. Ensuite, nous présenterons la génération expérimentale de ces états, tout en présentant les outils expérimentaux utilisés au cours de cette thèse. Nous étudierons aussi la qualité des autres états produits par ce protocole.

Les états chats ont d'abord été mesurés pour des phases de 90 à 180 °. Ces mesures ont été réalisées pendant la thèse de Jean Etesse et sont au cœur de celle-ci. Par la suite, la tomographie a été complétée pendant la première année de ma thèse. Nous présenterons donc ces résultats ainsi que les fonctions de Wigner des autres états produits par le protocole.

Nous finirons par un « état des lieux » de l'expérience en identifiant les différents problèmes à résoudre pour augmenter les taux de production.

**Troisième partie : Source d'états de Fock à haute fréquence et mémoire quantique**

Nous finirons par la partie centrale de ces travaux de thèse. Elle consistera à résoudre les problèmes présentés à la fin de la deuxième partie.

Dans le chapitre six, nous augmenterons le taux de répétition du laser d'un facteur 100. Cette augmentation nous poussera à implémenter des cavités synchrones afin d'exacerber les effets non-linéaires de l'expérience. Deux cavités ont été implémentées : une cavité de doublage de fréquence, ainsi qu'une cavité nous permettant d'augmenter la puissance pompe servant à produire les photons uniques. Nous finirons par analyser les états de Fock obtenus avec ce nouveau dispositif expérimental.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous aborderons l'installation d'une ligne à retard optique ainsi que celle de la mémoire quantique. Nous finirons par utiliser la mémoire quantique afin de stocker des états à un et deux photons.

# Première partie

# Les outils théoriques

# Chapitre 1

# L'optique quantique

## Sommaire


1.1 La dualité onde-corpuscule de la lumière . . . . . **9**
1.1.1 Les variables discrètes . . . . . 10
1.1.2 Les variables continues . . . . . 12
1.1.3 Liens entre les deux descriptions . . . . . 16
1.2 Les états quantiques usuels . . . . . **17**
1.2.1 Les états gaussiens . . . . . 17
1.2.2 Les états non-gaussiens . . . . . 22
1.3 Les mesures en mécanique quantique . . . . . **26**
1.3.1 Variables discrètes . . . . . 27
1.3.2 Variables continues . . . . . 28
1.4 Conclusion . . . . . **31**


Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents outils théoriques relatifs à la compréhension de ce manuscrit. Certains points, parfaitement traités dans d'autres ouvrages ou non-essentiel à la compréhension de cette thèse, ne seront pas explicités ici. Ainsi, la quantification du champ électromagnétique ne sera pas abordée, elle est détaillée dans les livres suivants (Cohen-Tannoudji et al., 1987; Grynberg et al., 2010) ainsi que dans le manuscrit de mon prédécesseur (Etesse, 2014). Nous débuterons ce chapitre par une rapide introduction aux variables discrètes et continues. Ensuite nous verrons une liste non-exhaustive d'états quantiques, d'où en découlera une partie sur les différents moyens de mesures en mécanique quantique.

## 1.1 La dualité onde-corpuscule de la lumière

En 1924, Louis de Broglie décrit dans sa thèse (De Broglie, 1924) le principe d'*onde de matière*, il donne ainsi naissance au principe de dualité onde-corpuscule, qui a *levé un coin du grand voile* qui recouvre la mécanique quantique. L'étude de la diffraction d'électrons par des cristaux quelques années plus tard (Davisson

and Germer, 1927) permet de confirmer que la matière peut être étudiée à la fois comme une onde et comme une particule. Il en est de même pour la lumière. Ces deux descriptions font l'objet de cette partie. La première description consiste à étudier la lumière avec des variables discrètes en étudiant les quantas d'énergies de la lumière. La seconde, les variables continues, consiste à considérer l'aspect ondulatoire de la lumière en mesurant son champ électromagnétique.

### 1.1.1 Les variables discrètes

#### 1.1.1.1 Les états de Fock

Lors de la quantification du champ électromagnétique, on montre que le Hamiltonien décrivant la lumière peut se ramener à celui d'une somme d'oscillateurs harmoniques. Ainsi, pour une pulsations donnée $\omega$, les niveaux d'énergie de la lumière sont quantifiés : chaque niveau $n$ a une énergie $E_n$=$(n+\frac{1}{2})\hbar\omega$. C'est cette discrétisation de l'énergie, mise en exergue par Max Planck et Albert Einstein, qui pousse à utiliser l'interprétation discrète de la lumière. Ainsi, un état d'énergie $E_{\mathrm{n}}$ peut être considéré comme un état composé de n particules élémentaires appelées photons.

Mathématiquement, on peut dénombrer le nombre de photons d'un état grâce à l'opérateur nombre suivant : $\hat{N} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ où $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ sont respectivement les opérateurs annihilation et création du champ électromagnétique[1]. Dans l'espace de Hilbert, l'application de ses opérateurs sur un état comprenant $n$ photon se décrit comme suit :

$$\hat{a}^\dagger \left|n\right\rangle = \sqrt{n+1}\left|n+1\right\rangle \tag{1.1}$$

$$\hat{a} \left|n\right\rangle = \sqrt{n}\left|n-1\right\rangle \tag{1.2}$$

où les états $\left|n\right\rangle$ sont les états propres de l'opérateur nombre $\hat{N}$. Ces derniers, appelés états de Fock à n photons, forment une base non-dégénérée de l'espace des états. Par conséquent, n'importe quel état pur de la lumière $\left|\psi\right\rangle$ peut être décomposé dans cette base.

$$\left|\psi\right\rangle = \sum_n a_n \left|n\right\rangle \tag{1.3}$$

Si l'équation 1.3 permet d'exprimer n'importe quel état pur, elle ne permet pas d'écrire les mélanges statistiques (i.e. : superpositions *classiques* de deux états). Afin de pouvoir exprimer ces états, ils nous faut introduire un autre objet mathématique : la matrice densité.

#### 1.1.1.2 La matrice densité

L'outil le plus complet pour décrire un état en utilisant les variables discrètes est la matrice densité (Fano, 1957). En effet, elle permet d'inclure les superpositions dites *quantiques* et les superpositions *classiques* dans un seul et unique objet mathématique. L'opérateur matrice densité et ses propriétés sont décrites dans

1. Afin de pouvoir décrire convenablement la mécanique quantique, Dirac à introduit en 1939 un formalisme qui porte aujourd'hui son nom, introduisant la notation de bra et de ket. Ce formalisme est particulièrement adapté à la description discrète de la mécanique quantique.

(Cohen-Tannoudji et al., 1986). Tout état peut être écrit comme une superposition classique d'états quantiques purs $|\psi_k\rangle$, chacun de ses états ayant une probabilité $p_k$ d'être mesuré. La matrice densité décrivant cet état s'écrit alors :

$$\rho = \sum_k p_k \left|\psi_k\right\rangle \left\langle\psi_k\right| = \sum_{n,m} \rho_{n,m} \left|n\right\rangle \left\langle m\right| \tag{1.4}$$

où $\sum_k p_k = 1$ et $\sum_k \rho_{k,k} = 1$. Dans cette équation, $|\psi_k\rangle \langle\psi_k|$ traduit les superpositions quantiques tandis que $p_k$ prend en compte les mélanges statistiques.

Une des notions essentielles de la matrice densité est la différence entre ses éléments diagonaux et non-diagonaux. Les éléments diagonaux, appelés populations, représentent la probabilité d'être dans un état donné : les informations contenues dans ses populations sont purement statistiques. A l'inverse, les éléments non diagonaux traduisent la notion de cohérence, liées à la superposition quantique des états. Il est plus simple de comprendre les différences avec un exemple : soit une superposition des deux états suivants $|0\rangle$ et $|1\rangle$. En fonction du cas *classique* et *quantique*, nous obtenons les résultats suivants :

| superposition classique | superposition quantique |
|---|---|
| $\rho_c = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ | $\rho_q = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ |

Dans le cas classique ($\rho_c$), les populations nous indiquent qu'en mesurant notre état, nous avons la même probabilité de mesurer zéro photon que un photon, soit une probabilité de $\frac{1}{2}$. Il en est de même pour l'état $\rho_q$. En revanche, ici, les éléments non-diagonaux nous indiquent que les deux états sont cohérents, nous avons donc une superposition quantique : $|\psi\rangle \propto |0\rangle + |1\rangle$. On comprend donc bien l'avantage crucial de la matrice densité qui est de marier les deux types de superpositions.

Les cohérences cachent une autre propriété importante, la notion de phase. En effet, pour un mélange statistique, la phase entre les deux états ne peut pas être mesurée. En revanche, dans le cas quantique, elle est essentielle (de la même façon que pour des interférences), la superposition quantique décrite plus haut, peut s'écrire de manière plus générale : $|\psi\rangle = |0\rangle + e^{i\Delta\phi}|1\rangle$ où $\Delta\phi$ est la différence de phase entre les deux états. Ainsi, la matrice densité est modifiée comme suit :

$$\rho_q = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & e^{i\Delta\phi} \\ e^{-i\Delta\phi} & 1 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Si nous pouvons accéder aux populations d'un état directement en comptant le nombre de photons présents sur un grand nombre d'évènements, il est plus compliqué de reconstruire les éléments non diagonaux. Il faut pour cela *tourner* l'état dans l'espace des phases, on appelle ce processus de reconstruction la tomographie quantique (James et al., 2001; Thew et al., 2002; White et al., 1999).

### 1.1.2 Les variables continues

#### 1.1.2.1 Les fonctions d'ondes

Si nous choisissons de ne plus étudier les niveaux d'énergies de la lumière, mais son champ électromagnétique, nous plongeons dans le domaine des variables continues. On étudie maintenant la lumière comme une onde. Afin de la décrire, nous allons nous intéresser, en fonction de la base utilisée, à son amplitude et à sa phase, ou à son impulsion et sa position. Lors de la seconde quantification du champ électromagnétique (Cohen-Tannoudji et al., 1987), on montre que la lumière se comporte comme une particule piégée dans un oscillateur harmonique. Ainsi, toutes les propriétés bien connues de l'oscillateur harmonique s'appliquent à la lumière. On définit :

- l'opérateur $\hat{X} = \frac{\hat{a}+\hat{a}^\dagger}{\sqrt{2}}$ et ses vecteurs propres $|x\rangle$, avec $x \in \mathbb{R}$,
- l'opérateur $\hat{P} = \frac{\hat{a}-\hat{a}^\dagger}{i\sqrt{2}}$ et ses vecteurs propres $|p\rangle$, avec $p \in \mathbb{R}$,

Ces opérateurs vérifient l'inégalité de Heisenberg :

$$\Delta X \Delta P \geq \frac{1}{2} \tag{1.6}$$

Pour exprimer l'état quantique utilisé précédemment $|\psi\rangle$ en utilisant les variables continues, il est plus avantageux de quitter le formalisme de Dirac (bra et ket) en projetant $|\psi\rangle$ sur les vecteurs propres des opérateurs position $\hat{X}$ et impulsion $\hat{P}$. On obtient ainsi la fonction d'onde de notre état exprimé dans l'espace des positions ou des impulsions (aussi appelé espace des quadratures) :

$$\psi(x) = \langle x|\psi\rangle \qquad \psi(p) = \langle p|\psi\rangle \tag{1.7}$$

Il faut souligner que $\psi(x)$ et $\psi(p)$ sont deux représentations différentes d'un même état. Les deux fonctions nous donnent la même quantité d'informations. On peut passer d'une représentation à l'autre par une simple transformée de Fourier. Cependant, il nous faudra associer ces deux espaces par la suite.

De la même façon qu'avec les variables discrètes, les fonctions d'ondes ne permettent pas de décrire les superpositions statistiques. Il nous faut donc introduire une fois de plus une méthode plus complète qui permet de marier les superpositions statistiques et quantiques. C'est ce qui nous amène vers les densités de probabilités.

#### 1.1.2.2 Les densités de probabilités

La solution pour pouvoir traiter en même temps les superpositions *classiques* et *quantiques* consiste à introduire les distributions de probabilités. Elle sont définies comme suit :

$$P(x) = |\psi(x)|^2 \qquad P(p) = |\psi(p)|^2 \tag{1.8}$$

La distribution de probabilité $P(x)$ (respectivement $P(p)$) représente la probabilité pour une particule de se retrouver à la position $x$ (respectivement d'avoir l'impulsion $p$). Nous reviendrons sur la signification des distributions de probabilités

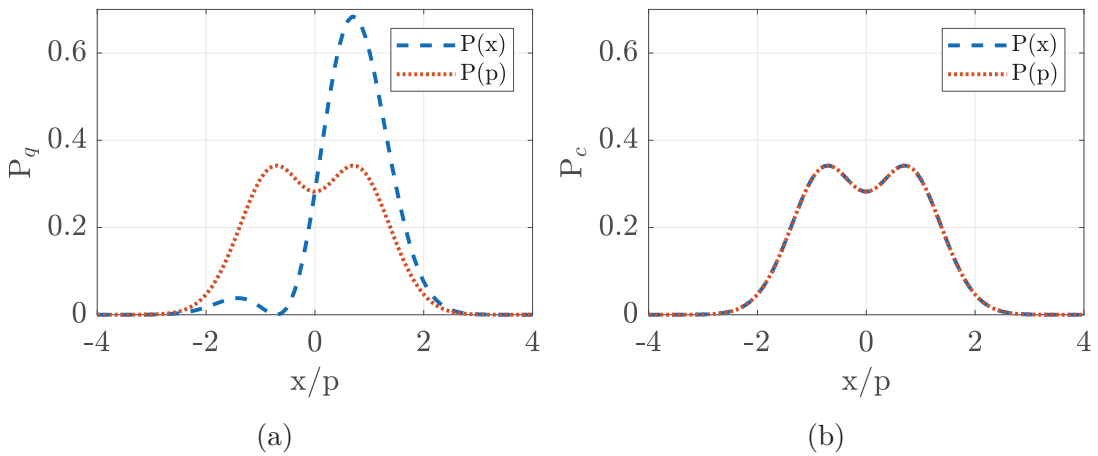



FIGURE 1.1 – Représentation des distributions de probabilités selon x et p. (a) Cas quantique, on remarque que les distributions dans l'espace des quadratures x (positions) et p (impulsions) sont différentes. (b) Cas classique, les distributions sont les mêmes dans les deux espaces.

pour un état de lumière lors dans la partie 1.3.2. Comme les mélanges statistiques sont naturellement décrits par des probabilités de mesures, il devient clair, que l'on peut maintenant combiner les mélanges statistiques et quantiques.

Il peut être utile d'utiliser un exemple afin de montrer comment il est possible de bien différencier les superpositions quantiques des superpositions statistiques grâce à leurs distributions de probabilités. Pour cela reprenons l'exemple utilisé pour les matrices densités, soit une superposition de deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$.

**Les états purs :** Dans le cas d'une superposition quantique, il nous faut sommer les fonctions d'ondes des deux états. On obtient donc les fonctions d'ondes et distributions de probabilités suivantes :

$$\psi_{tot}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{|0\rangle}(x) + \psi_{|1\rangle}(x)) \qquad \psi_{tot}(p) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{|0\rangle}(p) + \psi_{|1\rangle}(p)) \tag{1.9}$$

$$P_q(x) = \frac{(1+\sqrt{2}x)^2}{2\sqrt{\pi}}e^{-x^2} \qquad P_q(p) = \frac{1+2p^2}{2\sqrt{\pi}}e^{-p^2} \tag{1.10}$$

**Les mélanges statistiques :** Dans le cas d'un mélange statistique, il nous faut sommer les distributions de probabilités. On obtient donc directement :

$$P_c(x) = \frac{1+2x^2}{2\sqrt{\pi}}e^{-x^2} \qquad P_c(p) = \frac{1+2p^2}{2\sqrt{\pi}}e^{-p^2} \tag{1.11}$$

Les quatre distributions de probabilités sont représentées sur la figure 1.1. On remarque tout de suite, avec les équations et les figures, que si nous avons $P_c(x) = P_q(x)$ nous voyons cependant que $P_c(p) \neq P_q(p)$, il est donc possible de différencier les deux superpositions en utilisant les densités de probabilités.

Comme nous venons de le voir, afin de pouvoir différencier les deux cas, il est nécessaire de faire des mesures dans les espaces des positions (quadrature $\hat{X}$) et

des impulsions (quadrature $\hat{P}$) ; dans la base polaire (phase et amplitude), cela revient à effectuer des mesures selon plusieurs phases différentes. C'est parfaitement équivalent à la rotation de phase abordée dans le cas des matrices densités.

Si, dans le cas des matrices densités, nous pouvions représenter complètement un état avec un seul objet mathématique, dans le cas des variables continues, il nous faut toujours plusieurs expressions de densités de probabilités, ce qui est un inconvénient. Une fois de plus, la solution consiste à introduire un nouvel objet mathématique : la fonction de Wigner.

**Notes**

- Il est intéressant de remarquer que pour pouvoir assimiler les deux superpositions, nous avons utilisé la même astuce que dans la parties 1.1.1.2. Elle consiste à augmenter la dimension de l'objet mathématique utilisé. Comme nous l'avons expliqué dans la section 1.1.1.2, avec les variables discrètes nous sommes partis du vecteur $|\psi\rangle$ pour définir la matrice densité grâce à la formule 1.4. On est donc passé d'un objet de dimension N à un objet de dimension $N^2$. De la même façon, nous allons passer des fonctions d'ondes de dimensions M (M$\in \mathbb{Q}$, dim(M)$=\frac{\text{dim(N)}}{2}$) aux distributions de probabilités qui ont une dimension égale à 2M.

- On peut faire une analogie entre les variables continues et l'optique ondulatoire. Dans cette analogie, les fonctions d'ondes sont équivalentes aux amplitudes du champ électrique, et les densités de probabilités se rapportent aux intensités. Le mélange quantique (respectivement statistique), correspond à la somme entre deux ondes qui sont cohérentes (respectivement incohérentes). Ainsi, la distribution de probabilité $P_q(p)$ représente les interférences entre les deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$.

#### 1.1.2.3 Les fonctions de Wigner

La solution pour représenter un ensemble de probabilités en une seule fonction est la tomographie. Cette méthode est particulièrement utilisée en médecine afin de faire une image d'un objet à trois dimensions, généralement un organe inaccessible. Elle consiste à prendre plusieurs images à deux dimensions selon différentes directions (via des rayons x par exemple). L'ensemble des images nous permet ensuite de reconstruire l'objet à trois dimensions.

Nous pouvons faire exactement la même chose avec nos distributions de probabilités. Il suffit de voir chaque distribution $P_\theta$ (où $\theta$ représente la phase de notre mesure) comme la projection d'un objet à trois dimensions : la fonction de Wigner. La fonction de Wigner est une fonction à deux variables : $W(x,p)$. Comme elle ne peut pas être mesurée directement, il apparaît que la fonction de Wigner d'un état n'est pas un objet physique réel. On parle donc de ces fonctions comme des quasi-distributions de probabilités. Pour revenir à une grandeur mesurable (la densité de probabilité), il suffit d'intégrer la fonction de Wigner selon la direction de mesure :

$$P(x_\theta) = \int W(x_\theta, p_\theta) dp_\theta = \int W\left(x_\theta, \theta + \frac{\pi}{2}\right) dx_{\theta+\frac{\pi}{2}} \tag{1.12}$$

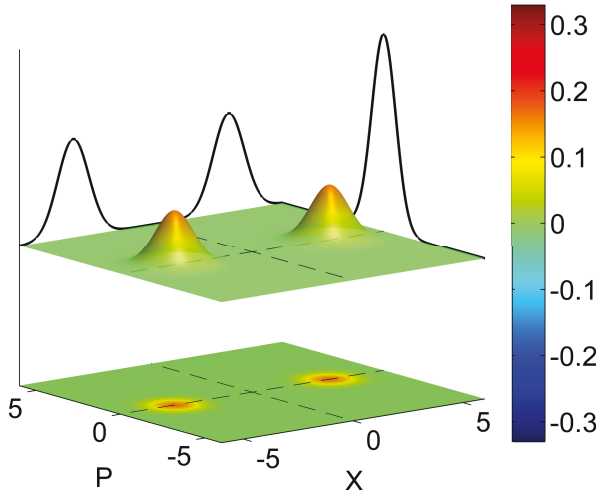



FIGURE 1.2 – Fonction de Wigner d'une superposition statistique de deux états cohérents. Les lignes continues représentent les distributions de probabilités selon les axes x et p (ou selon les phases 0 et $\frac{\pi}{2}$), elles sont déterminées en intégrant la FW selon les axes respectifs p et x.

où $x_\theta = x\cos\theta + p\sin\theta$ et $p_\theta = p\cos\theta - x\sin\theta$.

Afin de mieux comprendre, un exemple de fonction de Wigner est représenté sur la figure 1.2. On peut voir sur cette figure les projections selon l'axe des x ($\theta = 0$) et l'axe des p ($\theta = \frac{\pi}{2}$) qui correspondent aux intégrations de la fonction de Wigner selon les axes p ($\theta = \frac{\pi}{2}$) et x ($\theta = 0$) respectivement. L'exemple de fonction de Wigner donné ici est une superposition statistique de deux états cohérents. Nous reviendrons sur ces états dans la section 1.2.

Nous allons maintenant brièvement détailler les propriétés des fonctions de Wigner. Pour plus de détails le lecteur pourra se référer aux ouvrages suivants (Etesse, 2014; Leonhardt, 1997).

### Propriétés des fonctions de Wigner

- comme il s'agit d'une quasi-distribution de probabilité, la fonction de Wigner est normalisée :
$$\iint W(x,p)dxdp = 1 \tag{1.13}$$
- La fonction de Wigner peut être négative, comme on le verra dans la section 1.2. La négativité de cette fonction de Wigner est très importante : le théorème de Hudson-Picquet (Hudson, 1974) montre que pour un état pur, seul les états gaussiens peuvent avoir une fonction de Wigner positive en tous points. En d'autres termes, une fonction de Wigner négative nous donne la preuve que nous avons un état non-gaussien (par conséquent "quantique"). La négativité de la fonction de Wigner est donc devenue un critère essentiel lors de la caractérisation expérimentale d'états quantiques [2].

2. Le théorème a été généralisé pour des mélanges statistiques (Mandilara et al., 2009), permettant d'obtenir des limites supérieures et inférieures sur la *non-gaussianitée* des fonctions de Wigner positives.

### 1.1.3 Liens entre les deux descriptions

#### 1.1.3.1 L'équivalence variables discrètes/variables continues

**Relation de bijection**

Comme on a pu le voir dans la section précédente, les descriptions continues et discrètes de la lumière sont parfaitement équivalentes. Mathématiquement, on doit donc pouvoir obtenir la matrice densité $\rho_{|\psi\rangle}$ d'un état $|\psi\rangle$ à partir de sa fonction de Wigner $W_{|\psi\rangle}$ et vice versa. On cherche donc une bijection entre les deux descriptions. Ainsi, on peut démontrer (Leonhardt, 1997) les relations suivantes :

$$W(x,p) = \frac{1}{2\pi}\int e^{i\nu p}\left\langle x-\frac{\nu}{2}\middle|\,\hat{\rho}\,\middle|x+\frac{\nu}{2}\right\rangle d\nu \tag{1.14}$$

$$\langle n|\,\rho\,|m\rangle = \iint \langle x|\,\rho\,|y\rangle\,\phi_n^*(x)\phi_m(y)dxdy \tag{1.15}$$

$$\text{où : } \langle x|\,\rho\,|y\rangle = \int e^{i(x-y)p}W\left(\frac{x+y}{2},p\right)dp \tag{1.16}$$

$\phi_n$ désigne les fonctions d'ondes solutions de l'oscillateur harmonique, elles sont définies comme suit :

$$\phi_n(x) = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{4}}\sqrt{2^n n!}}H_n(x)e^{-\frac{x^2}{2}} \tag{1.17}$$

où $H_n(x)$ représentent les polynômes de Hermite[3].

**Fidélité**

On peut aussi définir la fidélité d'un état mesuré $\rho$ par rapport à un état pur attendu $|\psi\rangle$ :

$$\mathcal{F} = Tr\left(\hat{\rho}\,|\psi\rangle\,\langle\psi|\right) = 2\pi\iint W_\rho W_{|\psi\rangle\langle\psi|}dxdp \tag{1.18}$$

Attention, la définition précédente n'est plus valable quand l'état de référence est un mélange statistique $\rho_\psi$. Il faut pour cela utiliser une autre définition de la fidélité (Jozsa, 1994) :

$$\mathcal{F} = \left(Tr\left(\sqrt{\sqrt{\hat{\rho}}\hat{\rho}_\psi\sqrt{\hat{\rho}}}\right)\right)^2 \tag{1.19}$$

**Pureté**

Nous pouvons aussi définir la pureté d'un état en utilisant les deux descriptions :

$$\mathcal{P} = Tr\left(\hat{\rho}^2\right) = 2\pi\iint W_{\hat{\rho}}^2(x,p)dxdp \tag{1.20}$$

3. $H_n(x) = \left[\frac{\partial^n e^{-t^2+2xt}}{\partial t^n}\right]_{t=0}$

#### 1.1.3.2 Quelle description choisir ?

L'expérience dont cette thèse est issue, utilise à la fois les variables discrètes et continues. D'un point de vue expérimental, les variables discrètes sont essentielles pour détecter et décrire des états de Fock à faible nombre de photons. Elles sont couramment utilisées lorsque l'on travail avec la polarisation de la lumière, où lorsque l'on souhaite faire des mesures projectives comme on pourra le voir plus loin dans le manuscrit. En revanche, quand il faut caractériser un état quantique, les variables continues s'avèrent bien plus efficaces, surtout quand il s'agit de caractériser des états comme le vide squeezé, ou des états chats de Schrödinger optiques.

Malgré tout, aucune des deux descriptions ne peut être qualifiée de supérieure. Pour chacune d'elles, un très grand nombre d'applications a été proposé ou réalisé en information ou en communication quantique (Grosshans and Grangier, 2002; Kok et al., 2007; Menicucci et al., 2006; Nauerth et al., 2013; Ralph et al., 2003). L'objectif de notre expérience consiste à combiner les deux descriptions afin de profiter des avantages de chacune.

## 1.2 Les états quantiques usuels

Dans cette section, nous allons donner une liste non-exhaustive des états quantiques les plus courants. La plupart de ces états sera utilisée au cours de ce manuscrit, il apparait donc important de les regrouper et de les détailler ici.

### 1.2.1 Les états gaussiens

Ces états, qui possèdent une fonction de Wigner gaussienne, sont généralement les états les plus faciles à produire. Ils sont particulièrement simples à décrire via les fonctions de Wigner.

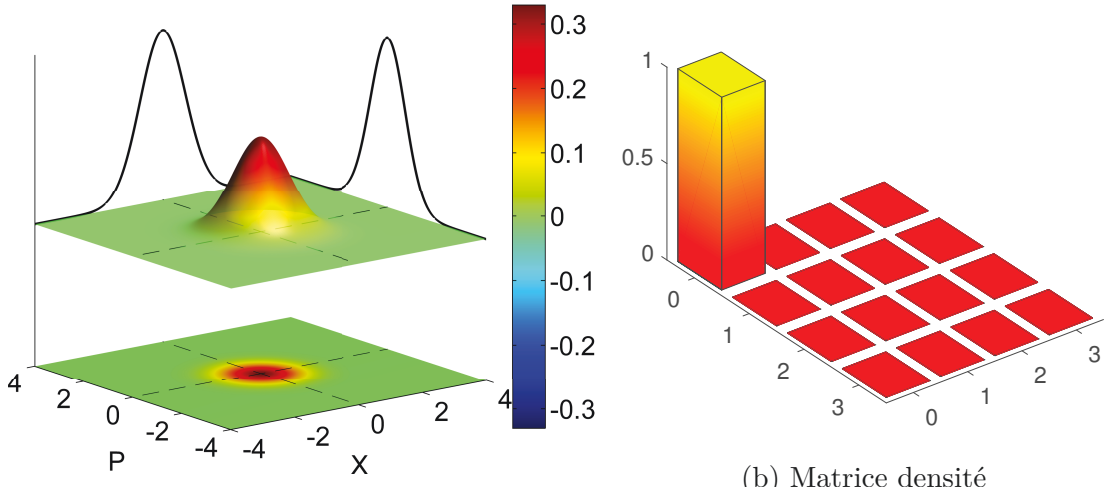
#### 1.2.1.1 Le vide quantique

Nous allons commencer cette liste par l'état qui est à la fois le plus simple et sans doute le plus intrigant de la mécanique quantique. Il s'agit du vide quantique $|0\rangle$. Sa fonction de Wigner est :

$$W(x,p) = \frac{1}{\pi} e^{-x^2-p^2} \tag{1.21}$$

La figure 1.3 représente la fonction de Wigner de cet état ainsi que sa matrice densité. Dû à l'inégalité d'Heisenberg, le champ électromagnétique du vide (ou la position/vitesse d'une particule dans un oscillateur harmonique) ne peut pas être nul et donne une distribution de probabilité gaussienne centrée en zéro. En effet, une position $X = 0$ donne $\Delta X = 0$, ce qui conduira à une incertitude sur p qui est infinie : $\Delta P = \infty$ (et donc E devient infini).

Cela implique que le champ électrique du vide fluctue, il possède donc une certaine énergie qui vaut, pour un mode donné du champ : $E = \frac{\hbar\omega}{2}$. Ces incertitudes sur la mesure du vide sont à l'origine des bruits de mesures appelés "shot noise" ou bruit de grenaille. Ce sont les fameuses fluctuations quantiques du vide qui




(a) Fonction de Wigner

(b) Matrice densité

FIGURE 1.3 – Matrice densité et fonction de Wigner du vide quantique

empêchent les positions d'équilibres instables d'être stables. Encore plus déroutant, ceci implique aussi que le vide absolu n'existe pas [4] !

Avec les variables continues, ces états sont extrêmement faciles à mesurer, c'est même une mesure de calibration de nos appareils de mesures. Comme nous allons le voir, il est aussi possible de passer cette limite de précision en comprimant le vide selon une direction.

Comme ils minimisent l'inégalité d'Heisenberg : $\Delta X \Delta P = \frac{1}{2}$, ces états sont qualifiés d'états d'incertitudes minimales.

#### 1.2.1.2 Les états cohérents

Un autre type d'états gaussiens sont les états cohérents : $|\alpha\rangle$. Ils portent le nom d'états quasi-classiques ou celui d'états de Glauber (Glauber, 1963). Par définition, la valeur moyenne d'un état cohérent en énergie et en champ est identique à celle d'une onde classique d'amplitude $\alpha$ :

$$\langle\alpha| \hat{E}(r,t) |\alpha\rangle = E(r,t) \tag{1.22}$$

$$\langle\alpha| \hat{H} |\alpha\rangle = \hbar\omega|\alpha|^2 + \frac{\hbar\omega}{2} \tag{1.23}$$

Ces états ont aussi une incertitude minimale. Ainsi, un état cohérent n'est rien d'autre qu'un état de vide $|0\rangle$ déplacé dans l'espace des phases. Il possède les mêmes variances que le vide quantique, en revanche, ces valeurs moyennes ne sont pas nulles pour toutes les phases.

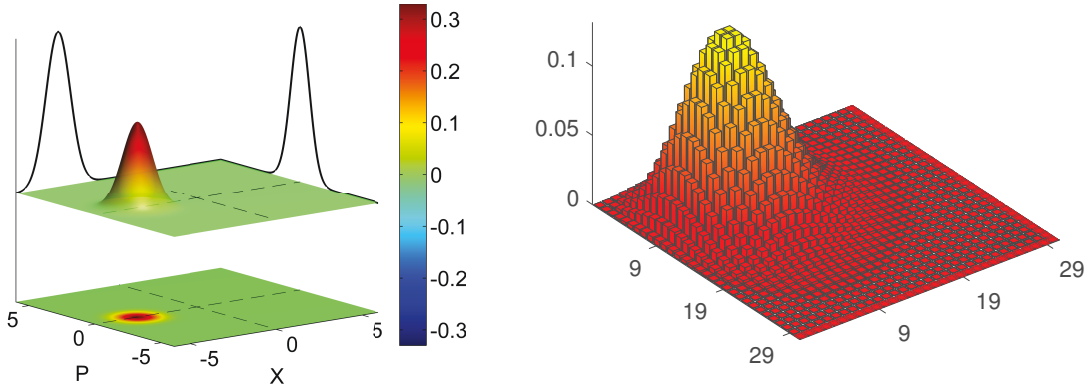
Les propriétés de ces états cohérents expliquent leurs dénominations d'états quasi-classiques. En effet, ils sont ce qui se rapproche le plus d'un état classique. Pour le voir, prenons un état cohérent dont le maximum de l'amplitude soit selon

4. En réalité, le vide n'est jamais vide, il y a une infinité de paires particule/antiparticule qui apparaissent et s'annihilent presque instantanément avant qu'elles puissent être observées (Gribbin, 1995).

l'axe x $\left(\text{i.e. : } \langle X_{\theta=0}\rangle_{|\alpha\rangle} = \max_\theta \langle X_\theta\rangle_{|\alpha\rangle} = \sqrt{2}\alpha \text{ où } \left\langle \hat{X}_\theta \right\rangle_{|\alpha\rangle} \text{ représente la valeur moyenne de l'opérateur } \hat{X}_\theta \text{ appliqué à } |\alpha\rangle\right)$, c'est le cas de l'exemple donné sur la figure 1.4. Lorsque leur amplitude devient très grande, nous obtenons les relations suivantes :

$$\frac{\Delta X}{\sqrt{2}\alpha} = \frac{\Delta P}{\sqrt{2}\alpha} \ll 1 \Leftrightarrow \Delta\theta_\alpha \ll 1 \tag{1.24}$$

Ainsi, l'incertitude de la phase devient négligeable, ainsi que la variance relativement à l'amplitude. On se rapproche donc d'une onde classique d'amplitude $\alpha$ et de phase $\theta$. Historiquement, ces états ont été introduits par Schrödinger afin de démontrer que l'on pouvait inclure la mécanique classique avec la théorie de la mécanique quantique. Dans le laboratoire, un état cohérent n'est rien de plus qu'un faisceau laser.




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

FIGURE 1.4 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un état cohérent d'amplitude $\alpha = 3$

Les états cohérents $\alpha$ ont aussi la particularité d'être des états propres de l'opérateur annihilation associé à la valeur propre $\alpha$, ainsi : $\hat{a}\,|\alpha\rangle = \alpha\,|\alpha\rangle$. Ils se décomposent comme suit dans la base des états de Fock :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n\in\mathbb{N}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\,|n\rangle \tag{1.25}$$

Nous pouvons en déduire le nombre moyen de photons dans un état cohérent N=$\left\langle \hat{N} \right\rangle_{|\alpha\rangle} = |\alpha|^2$. Leur fonction de Wigner s'écrit :

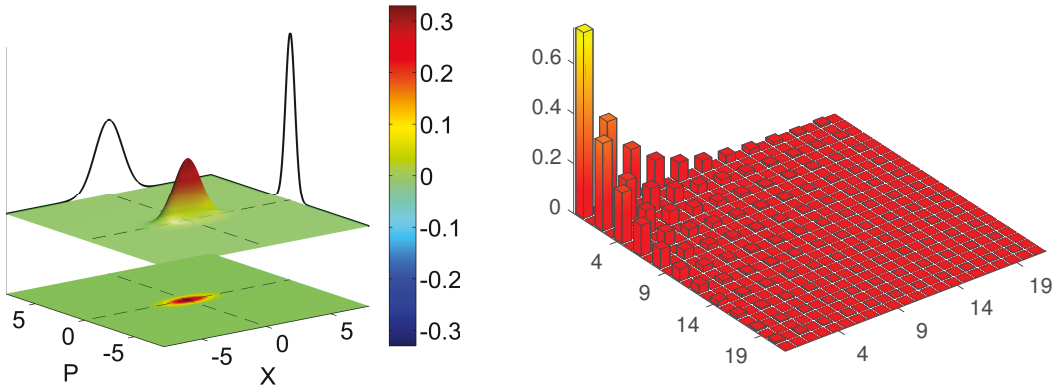
$$W(x,p) = \frac{1}{\pi} e^{-(x-\sqrt{2}Re(\alpha))^2-(p-\sqrt{2}Im(\alpha))^2} \tag{1.26}$$

Notons que les états cohérents forment une base de l'espace des phases.

#### 1.2.1.3 Le vide comprimé monomode ou vide squeezé

Un autre classique des états gaussiens est le vide comprimé monomode, plus communément appelé le vide squeezé. C'est aussi un état d'incertitude minimale, mais à l'inverse des états précédents, la variance $\Delta\hat{X}_\theta$ n'est pas indépendante de $\theta$.

Les conséquences de cette inégalité sont très importantes. La plus importante est bien sûr la possibilité de pouvoir faire une mesure avec une précision supérieure à celle du shot noise dû aux fluctuations quantiques du vide ! On peut ainsi dépasser la limite classique de la précision de mesure. Les applications de ces états sont presque illimitées, l'une des plus célèbre d'entr'elles est en cours d'installation, il s'agit d'utiliser ces états pour augmenter la précision des mesures des ondes gravitationnelles (Aasi et al., 2013).




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

FIGURE 1.5 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un état squeezé selon l'axe des X (paramètre de squeezing s=2.2).

Les états squeezés se caractérisent par leur paramètre de compression s, de telle sorte que la fonction de Wigner soit comprimée selon l'axe des X d'un facteur $s$ et étirée selon l'axe des P d'un facteur $s$. Ainsi la fonction de Wigner, représentée sur la figure 1.5, s'exprime comme :

$$W(x,p) = \frac{1}{\pi} e^{-\frac{x^2}{\frac{1}{s}} - \frac{p^2}{s}} \tag{1.27}$$

Dans la base de Fock, le vide comprimé s'exprime :

$$|\psi\rangle_s = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \sum_{n \in \mathbb{N}} \frac{\sqrt{(2n)!}}{n!} \left(\frac{1}{2}\tanh r\right)^n |2n\rangle \tag{1.28}$$

Le facteur de compression peut être exprimé de deux autres façons :

- $r$ tel que $r = -ln(s) \Leftrightarrow s = e^{-r}$
- en décibel tel que :

$$c_{dB} = 10 \log_{10}\left(e^{2|r|}\right) \tag{1.29}$$

Les variances de ces états qui maximisent l'inégalité d'Heisenberg, sont :

$$\Delta\hat{X} = \frac{1}{\sqrt{2}s} \tag{1.30}$$

$$\Delta\hat{P} = \frac{s}{\sqrt{2}} \tag{1.31}$$

Expérimentalement, ces états ont été produits pour la première fois par un mélange à quatre ondes dans des vapeurs d'atomes (Slusher et al., 1985), puis dans des cristaux via des effets non-linéaires. Récemment, une compression record de 15 dB à été réalisée (Vahlbruch et al., 2016), ceci correspond à un vide comprimé d'un facteur $s = 5.6$. Dans un cas idéal, on pourrait donc réaliser une mesure avec une précision 31 ($5.6^2$) fois plus grande que le bruit de grenaille !

Mathématiquement, le vide squeezé s'obtient à partir d'un opérateur dit de *squeezing* (ou de compression) :

$$\hat{U}_{s1}(r) = e^{\frac{1}{2}\left(\hat{a}^2 - (\hat{a}^\dagger)^2\right)} \tag{1.32}$$

#### 1.2.1.4 Le vide comprimé bimode ou état EPR

Il est aussi possible de créer un état de vide comprimé sur deux modes différents (en général deux directions ou polarisations différentes). On obtient ainsi, une fonction de Wigner à quatre variables. Elle s'exprime toujours en fonction du paramètre s comme suit :

$$W(x_1, p_1, x_2, p_2) = \frac{1}{\pi^2} e^{-\frac{(x_1+x_2)^2}{2/s} - \frac{(p_1+p_2)^2}{2s} - \frac{(x_1-x_2)^2}{2s} - \frac{(p_1-p_2)^2}{2/s}} \tag{1.33}$$

Comme on peut le voir, les corrélations entre $x_1$ et $x_2$ : $\frac{x_1-x_2}{\sqrt{2}}$ sont comprimées d'un facteur s, alors que leurs anti-corrélations : $\frac{x_1+x_2}{\sqrt{2}}$ sont étirées d'un facteur s.

Ces états sont aussi appelés états EPR. En effet, si on comprime l'état infiniment, la fonction de Wigner devient : $W_\infty(x_1, p_1, x_2, p_2) = \delta(x_1 - x_2)\delta(p_1 + p_2)$. On obtient ainsi l'état introduit par Einstein, Podolsky et Rosen afin d'essayer de démontrer l'incomplétude de la mécanique quantique (Einstein et al., 1935).

La décomposition de ces états dans la base des états de Fock nous donne :

$$|\psi\rangle_{s_2} = \sqrt{1-\lambda^2} \sum_{n\in\mathbb{N}} \lambda^n |n\rangle |n\rangle \tag{1.34}$$

où $\lambda = \tanh r$.

On obtient donc l'expression de la matrice densité suivante :

$$\hat{\rho}_{s_2} = \left(1 - \lambda^2\right) \sum_{n,m\in\mathbb{N}} \lambda^{n+m} |n, n\rangle \langle m, m| \tag{1.35}$$

Comme on peut le voir, les états produits sont des états de Fock qui sont intriqués. Comme on le verra plus tard, cette propriété rend les états EPR particulièrement intéressants pour la génération d'états de Fock à faibles nombres de photons. Tout comme l'état précédent, il est possible de définir un opérateur de squeezing (compression) bimode, nous verrons dans le chapitre 4 comment produire un tel opérateur :

$$\hat{U}_{s2}(r) = e^{\frac{1}{2}\left(\hat{a}_1\hat{a}_2 - \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2^\dagger\right)} \tag{1.36}$$

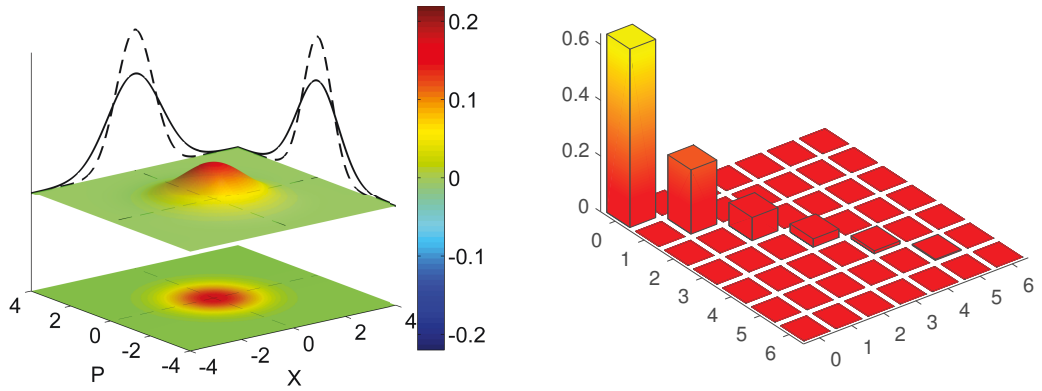
Comme notre état est bimode, la dimension de la fonction de Wigner a doublé, ce qui rend sa représentation compliquée, de même pour la matrice densité. Elle ne sont donc pas représentées ici.

#### 1.2.1.5 Les états thermiques

Les derniers états gaussiens remarquables sont les états thermiques de la lumière. Pour les obtenir, nous considérons une cavité constituée de miroirs infiniment réfléchissants (la cavité se retrouve donc isolée de l'extérieur). A l'équilibre thermodynamique, la solution de cet oscillateur harmonique est un état thermique à la température T. On peut montrer (Cohen-Tannoudji et al., 1987) que les populations des états ont une distribution dite de Maxwell-Boltzmann :

$$\hat{\rho}_{th} = \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}}\right) \sum_{n\in\mathbb{N}} e^{-\frac{\hbar\omega n}{k_B T}} |n\rangle \langle n| = \left(1 - \lambda^2\right) \sum_{n\in\mathbb{N}} \lambda^{2n} |n\rangle \langle n| \tag{1.37}$$

en posant $\lambda = e^{-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}}$. On remarque tout de suite que cette expression est identique à une trace partielle près à 1.35 [5]. Expérimentalement, cela implique que si on ne fait pas de mesure sur le mode 1 de l'état squeezé bimode, le mode 2 est un état thermique.




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

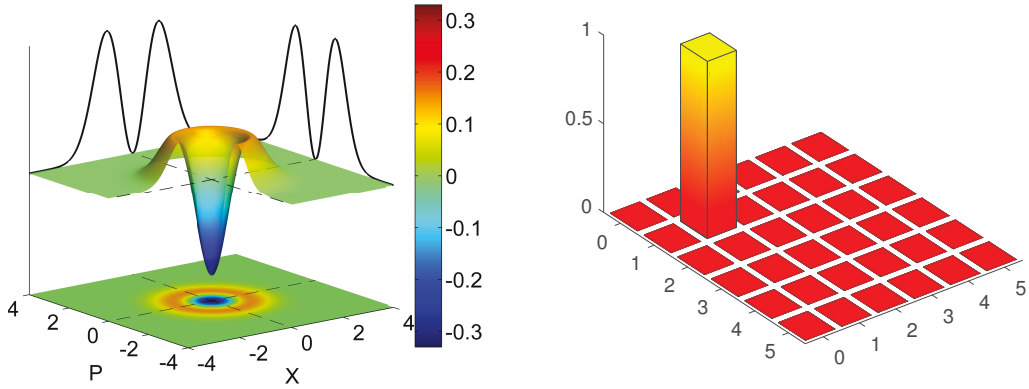
FIGURE 1.6 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un état thermique ($\lambda$=0.6). La courbe en pointillé représente les distributions de probabilités du vide.

La fonction de Wigner et la matrice densité d'un état thermique de paramètre $\lambda = 0.7$ sont représentées sur la figure 1.6. Comme on peut le voir sur la figure, la fonction de Wigner est identique à celle du vide (représentée en traitillés) à ceci près que les distributions de probabilités sont élargies d'un facteur $\cosh r$. Cet élargissement implique que, à l'inverse des états présentés jusqu'à présent, les états thermiques ne minimisent pas l'inégalité d'Heisenberg.

### 1.2.2 Les états non-gaussiens

Dans cette partie nous allons présenter les états non-gaussiens de la lumière. Comme énoncé dans la section 1.1.2, si un état pur n'est pas gaussien, alors, il possède une fonction de Wigner négative. Nous allons voir ici, ces états les plus courants.

5. Dans notre cas, la trace partielle sur le mode 2 donne : $Tr_2\left(\sum_{n,m} \alpha_{n,m} |n_1, n_2\rangle \langle m_1, m_2|\right) = \sum_n \alpha_{n,n} |n_1\rangle \langle n_1|$




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

FIGURE 1.7 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un photon unique.

#### 1.2.2.1 Les états de Fock

Les états non-gaussiens les plus classiques sont les solutions de l'oscillateur harmonique, i.e. les états de Fock. Ces derniers sont omniprésents en optique quantique, leurs générations et créations a suscité un engouement incroyable dans de multiples domaines :

- fondement de l'optique quantique (Aspect et al., 1982b; Weihs et al., 1998)
- information quantique (O'Brien et al., 2003; Wilk et al., 2007)
- communication quantique (Bouwmeester et al., 1997; Nauerth et al., 2013)
- génération expérimentale (Lvovsky et al., 2001; Michler, 2000; Santori et al., 2002)
- détecteurs (Miller et al., 2003)

Les figures 1.7 et 1.8 représentent respectivement les états de Fock à un ($|1\rangle$) et quatre ($|4\rangle$) photons. Leur fonction d'onde ainsi que leur fonction de Wigner sont :

$$\psi_n(x_\theta) = \langle x_\theta | n \rangle = \frac{1}{\pi^{1/4}\sqrt{2^n n!}} H_n(x_\theta) e^{-\frac{x_\theta^2}{2}} \tag{1.38}$$

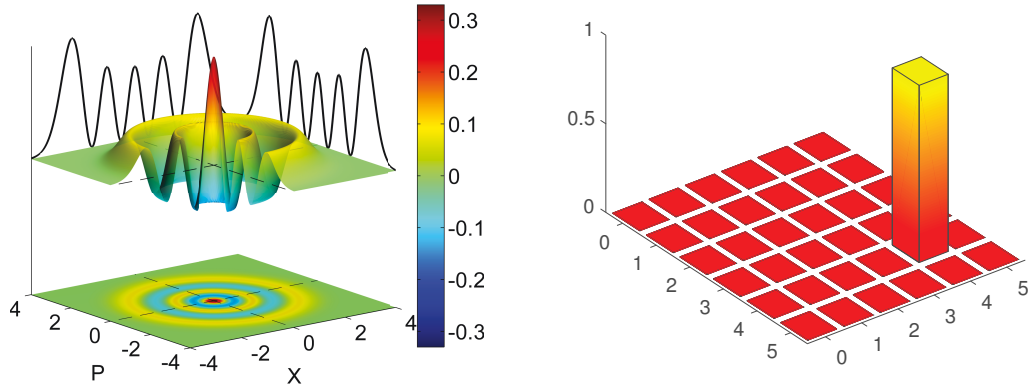
$$W_n(x,p) = \frac{(-1)^n}{\pi} L_n\left(2\left(x^2+p^2\right)\right) e^{-x^2-p^2} \tag{1.39}$$

où $H_n(x)$ et $L_n(x)$ sont respectivement les polynômes de Hermites [6] et de Laguerre [7] d'ordre n.

En posant $E = N\hbar\omega$ et $\theta = \omega t$, l'inégalité d'Heisenberg ($\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$) peut se réécrire de la façon suivante :

$$\Delta N \Delta\theta \geq \frac{1}{2} \tag{1.40}$$

6. $H_n(x) = \left[\frac{\partial^n e^{-t^2+2xt}}{\partial t^n}\right]_{t=0}$
7. $L_n(x) = \sum_{k=0}^{n} \binom{n}{k} \frac{(-x)^k}{k!}$




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

FIGURE 1.8 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un état de Fock à 4 photons

Comme pour un état de Fock, le nombre de photons est fixe. Nous obtenons $\Delta N = 0$, ainsi, afin de satisfaire l'inégalité, on a nécessairement : $\Delta\theta = \infty$. Donc les états de Fock sont des invariants de phase. Comme nous le verrons dans le dernier chapitre du manuscrit, cette invariance peut être un avantage précieux.

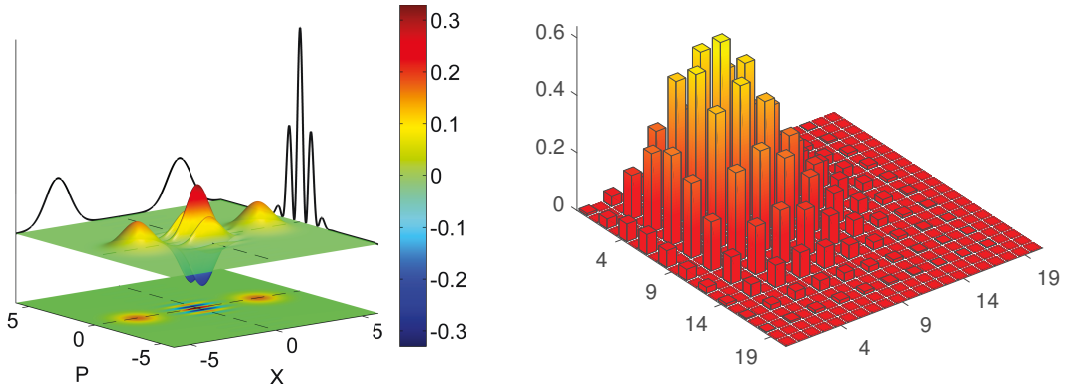
#### 1.2.2.2 Les états chats de Schrödinger

Les derniers états que nous allons étudier sont les états chat de Schrödinger. Leur origine est au cœur des fondements de la mécanique quantique. La physique quantique est apparue afin d'expliquer la physique de l'infiniment petit. En 1935, Erwin Schrödinger propose une expérience de pensée permettant de saisir la puissance du paradoxe de la mécanique quantique, cette dernière permettrait d'obtenir un objet quantique macroscopique (Schrödinger, 1935). Il propose ainsi, une expérience où l'état vivant/mort d'un chat se retrouve couplé avec l'état excité/désexcité d'un atome radioactif. Si l'atome est dans une superposition d'état $\frac{|\text{excité}\rangle+|\text{désexcité}\rangle}{\sqrt{2}}$, par transposition, le chat est à la fois mort et vivant : $\frac{|\text{vivant}\rangle+|\text{mort}\rangle}{\sqrt{2}}$. On a donc ici une superposition *quantique* des deux états macroscopiques (*classiques*) « mort » et « vivant » du chat.

La réalisation d'une telle expérience est bien entendue impossible, et ce à cause de la décohérence : un système macroscopique (comme un chat) interagit massivement avec son environnement, son état est donc en permanence mesuré, ce qui empêche toute superposition d'exister.

La lumière, à l'inverse du chat, interagit très peu avec son environnement. Ainsi, il devient possible de maintenir la cohérence d'un état pendant des temps très longs (assez long pour nous permettre d'effectuer une mesure). La question qu'il faut maintenant se poser est : quel est l'état macroscopique (classique) équivalent à un chat en optique[8] ? La réponse est : les états cohérents. Comme nous l'avons vu au début de la section 1.2.1.2, les états cohérents sont des états *quasi-classiques* qui

8. Les états NOON ($\frac{1}{\sqrt{N}}(|N,0\rangle + |0,N\rangle)$) sont parfois aussi considérés comme des états chats de Schrödinger, notamment quand $N \gg 1$. S'il est vrai que les états de Fock peuvent devenir macroscopiques, il ne sont en revanche pas du tout classiques. Ce qui ne correspond pas à l'image du chat qu'a utilisé Schrödinger pour expliquer les conséquences de la mécanique quantique sur le monde classique.




(a) Fonction de Wigner (b) Matrice densité

FIGURE 1.9 – Matrice densité et fonction de Wigner d'un chat de Schrödinger pair ($\theta = 0$) d'amplitude $\alpha = 2.5$

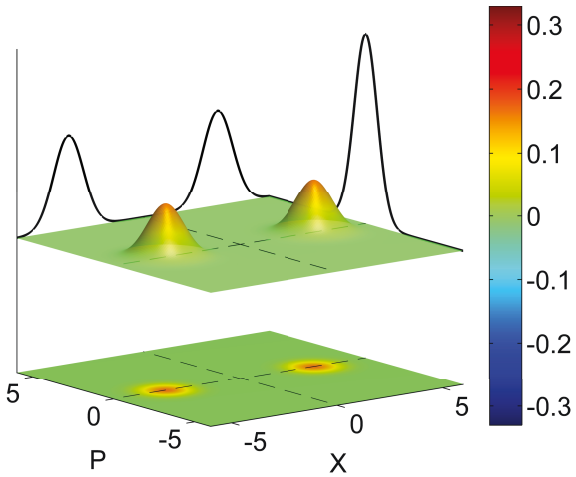



FIGURE 1.10 – Fonction de Wigner d'une superposition statistique de deux états cohérents $|\alpha\rangle$ et $|\alpha\rangle$ où $\alpha = 2.5$. Notons l'absence d'interférences entre les deux états.

peuvent contenir un grand nombre de photons.

Ainsi, les états chat de Schrödinger optiques sont définis comme une superposition de deux états cohérents de phases opposées $|\alpha\rangle$ et $|-\alpha\rangle$ :

$$|\psi_{SC}\rangle = \frac{1}{C_1}\left(|\alpha\rangle + e^{i\theta}|-\alpha\rangle\right) \tag{1.41}$$

où $C_1 = \sqrt{2\left(1 + e^{-2\alpha^2}\cos\theta\right)}$ est un facteur de normalisation.

Un exemple de fonction de Wigner et de matrice densité de ces états est représenté sur la figure 1.9. Nous avons représenté un chat pair ($\theta = 0$)d'amplitude $\alpha = 2.5$. Les oscillations au centre de la fonction de Wigner sont des interférences quantiques entre les deux états, elles sont la preuve que nous avons bien une superposition des deux états cohérents, et pas un mélange statistique. La figure 1.10 représente la fonction de Wigner de cette superposition statistique, nous remarquons bien l'absence de frange. Ainsi, on comprend bien l'importance des franges comme témoins de la cohérence la superposition. L'expression de la fonction de Wigner est :

$$W_{SC}(x,p) = \frac{e^{-x^2-p^2}}{\pi\left(1 + e^{-2\alpha^2}\cos\theta\right)}\left(e^{-2\alpha^2}\cosh(2\sqrt{2}\alpha x) + \cos(2\sqrt{2}\alpha p - \theta)\right) \tag{1.42}$$

Dans cette thèse, nous nous focaliserons sur deux types d'état chats particuliers : les chats pairs $|\psi_{SC,p}\rangle$ ($\theta = 0$) et les chats impaires $|\psi_{SC,p}\rangle$ ($\theta = \pi$), leur nom vient de la parité de leurs nombres de photons :

$$|\psi_{SC,p}\rangle = C_p \sum_{n\in\mathbb{N}} \frac{\alpha^{2k}}{\sqrt{(2k)!}}|2k\rangle \tag{1.43}$$

$$|\psi_{SC,i}\rangle = C_i \sum_{n\in\mathbb{N}} \frac{\alpha^{2k+1}}{\sqrt{(2k+1)!}}|2k+1\rangle \tag{1.44}$$

où $C_p = \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{1+e^{-2\alpha^2}}}$ et $C_i = \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{1-e^{-2\alpha^2}}}$ sont des facteurs de normalisations.

## 1.3 Les mesures en mécanique quantique

Dans cette section, nous allons voir comment effectuer des mesures en optique quantique. Comme elle est directement liée à la décohérence, la mesure est un des points les plus importants des expériences d'optiques quantiques.

Effectuer une mesure de bonne qualité est une tache ardue. Dans le cas idéal, une mesure doit donner un résultat sans fluctuation statistique. Si on veut reconstruire la matrice densité d'un état, on comprend qu'il est nécessaire de différencier un état à un photon, deux photons... Un photon étant compliqué à détecter, il est encore plus difficile d'être capable de les compter.

Cette section présente plusieurs moyens de mesurer la lumière. Une fois de plus, nous allons commencer par étudier les détecteurs basés sur les variables discrètes, puis ceux utilisant les variables continues.

### 1.3.1 Variables discrètes

Pour caractériser la lumière avec les variables discrètes, il est impératif de pouvoir détecter les photons. Dû à leur faible énergie, ils sont extrêmement difficiles à détecter : une simple photodiode avec une bonne efficacité quantique ne suffit pas, car le signal, qui a besoin d'être amplifié, devient bruité et ne peut être différencié du vide.

Nous pouvons séparer les mesures de photons en deux catégories : la détection de photons et le comptage de photons.

**La détection de photons**

Les détecteurs de photons sont des instruments qui sont seulement capables de savoir si il y des photons dans un état ou pas. L'opérateur de mesure s'écrit :

$$\hat{\Pi} = \hat{\mathbb{1}} - |0\rangle\langle 0| \tag{1.45}$$

Malgré le fait que ces détecteurs ne soient pas capables de compter les photons, ils restent extrêmement utiles, en particulier quand il sont utilisés avec une source qui produit uniquement un ou zéro photon. Ainsi, ces détecteurs ont été très utilisés avec des sources de photons où la probabilité de produire un états à N photons décroit exponentiellement avec N, comme dans l'amplification paramétrique optique (OPA).

Voici une liste non-exhaustive de ces détecteurs :

**Les photodiodes à avalanches (APD) :** Une forte tension de polarisation accélère la paire électron-trou créée par la présence d'un photon et entraîne l'apparition d'une avalanche. Ces détecteurs ont le grand avantage de fonctionner à température ambiante ce qui les rend simples à implémenter. En revanche, leur efficacité de détection avoisine les 50 % dans le proche infrarouge (IR) et chute encore plus bas dans le moyen IR. C'est ce type de détecteurs que nous utilisons sur l'expérience.

**Les superconducting nanowire single photon detectors (SNSPD) :** Ces détecteurs utilisent la supraconductivité afin de détecter la présence de photons. L'arrivée d'un photon sur des nanofils conduit à un échauffement qui fait sortir le fil de sa phase supraconductrice. On peut ainsi observer du courant qui traverse le détecteur. Ces détecteurs atteignent des efficacités de 93 % dans le proche IR (Jeannic et al., 2016) ainsi qu'aux longueurs d'onde télécom (Marsili et al., 2013). Leur seul inconvénient est qu'ils nécessitent l'utilisation de très basses températures (<2 K).

**Le comptage de photons**

Certains détecteurs permettent de compter le nombre de photons contenus dans un état. Si ces détecteurs sont bien plus avantageux que les précédents, leur implémentation est bien plus complexe. Leur opérateur de mesure est le suivant :

$$\hat{\Pi} = |n\rangle\langle n| \tag{1.46}$$

Les principaux détecteurs permettant de compter les photons sont les Transition Edge Sensor (TES). Le principe est assez similaire à celui des SNSPDs, à ceci

près que la transition est plus douce, ce qui permet de mesurer différents courants en fonction du nombre de photons absorbés par le détecteur. Ces détecteurs permettent de compter jusqu'à 10 photons avec une efficacité d'environ 98 % (Fukuda et al., 2011). Leur principal point négatif sont qu'ils fonctionnent à très basses températures (≈100 mK) et qu'ils sont relativement lents. [9]

### 1.3.2 Variables continues

Nous nous intéressons maintenant à la mesure de la lumière via les variables continues, nous voulons donc mesurer le champ électrique de la lumière. Comme dans la section précédente, l'amplitude des états produits est généralement faible. Il est donc impensable d'utiliser une simple photodiode pour notre mesure.

Il existe plusieurs façons de résoudre ce problème, en utilisant des détections hétérodynes, homodynes, ou en combinant plusieurs détections. Nous allons nous concentrer sur le système utilisé sur l'expérience : la détection homodyne (DH).

#### 1.3.2.1 Détections homodynes

Le principe de la détection homodyne est relativement simple. Il consiste à *amplifier* l'amplitude de notre état en utilisant les interférences. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 1.11, nous faisons interférer l'état à mesurer $|\psi\rangle$ avec un état cohérent intense $\left|\alpha e^{i\theta}\right\rangle$ appelé oscillateur local (OL), où $\theta$ désigne la différence de phase entre l'OL et l'état à mesurer. Cet OL n'est rien d'autre qu'une faible portion de notre faisceau laser. En placant deux photodiodes classiques et en faisant la différence des photo-courants, nous allons montrer que nous mesurons une quadrature de notre état initial amplifié par un facteur $\sqrt{2I_{OL}}$.

Soit $\hat{a}_{|\psi\rangle}$ et $\hat{a}_{OL}$ les deux opérateurs (modes) d'entrée de la lame 50 :50. Nous pouvons ainsi obtenir les modes de sortie de la lame 50 :50 ($\hat{a}_1$ et $\hat{a}_2$) :

$$\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1 & -1\\ 1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{a}_{|\psi\rangle}\\ \hat{a}_{OL}\end{pmatrix} \tag{1.47}$$

ce qui nous donne :

$$\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\hat{a}_{|\psi\rangle} - \hat{a}_{OL}\\ \hat{a}_{|\psi\rangle} + \hat{a}_{OL}\end{pmatrix} \tag{1.48}$$

Les réponses des photodiodes sont proportionnelles au nombre de photons (elles mesurent l'énergie lumineuse), ainsi, le courant mesuré s'écrit :

$$\hat{I}_1 \propto \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 = \frac{1}{2}\left(\hat{a}_{|\psi\rangle}^\dagger \hat{a}_{|\psi\rangle} + \hat{a}_{OL}^\dagger \hat{a}_{OL} - \hat{a}_{|\psi\rangle}^\dagger \hat{a}_{OL} - \hat{a}_{OL}^\dagger \hat{a}_{|\psi\rangle}\right) \tag{1.49}$$

$$\hat{I}_2 \propto \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 = \frac{1}{2}\left(\hat{a}_{|\psi\rangle}^\dagger \hat{a}_{|\psi\rangle} + \hat{a}_{OL}^\dagger \hat{a}_{OL} + \hat{a}_{|\psi\rangle}^\dagger \hat{a}_{OL} + \hat{a}_{OL}^\dagger \hat{a}_{|\psi\rangle}\right) \tag{1.50}$$

En faisant la différence des photo-courant, on récupère le terme d'interférence entre les deux ondes :

9. Des chercheurs du Joint Quantum Institut ont réussi à compter jusqu'à 1000 photons avec des détecteurs de type TES (Gerrits et al., 2012). Il y a cependant une incertitude sur le nombre de photons, mais celle-ci reste plus faible que le bruit de « shotnoise »

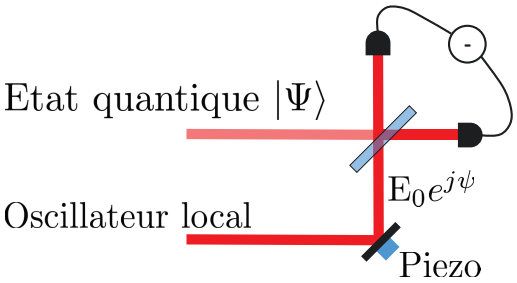



FIGURE 1.11 – Schéma de la détection homodyne. L'état que l'on veut mesurer interfère avec l'oscillateur local $\left|\alpha e^{i\theta}\right\rangle$. La différence des photo-courants mesurée par les deux photodiodes est proportionnelle à la distribution de probabilité de l'état selon la phase $\theta$.

$$\delta\hat{I} = \hat{I}_2 - \hat{I}_1 \propto \hat{a}_{|\psi\rangle}\hat{a}_{OL} + \hat{a}^\dagger_{OL}\hat{a}^\dagger_{|\psi\rangle} \tag{1.51}$$

Dans le cas où l'OL est intense ($|\alpha|^2 \gg 1$), on peut traité l'OL comme un état classique, on obtient ainsi $\hat{a}_{OL} \approx \alpha e^{i\theta}$, soit :

$$\delta\hat{I} \propto \alpha\left(\hat{a}^\dagger_{|\psi\rangle}e^{i\theta} + \hat{a}_{|\psi\rangle}e^{-i\theta}\right) = \alpha\hat{X}_\theta \tag{1.52}$$

Comme le nombre de photons moyens de l'oscillateur local est $N_{OL} = |\alpha|^2$, et que l'intensité de l'OL est proportionnelle à son nombre de photons :

$$\delta\hat{I} \propto \sqrt{I_{OL}}\hat{X}_\theta \tag{1.53}$$

En appliquant cet opérateur sur notre état, nous retombons donc sur la mesure de la distribution de probabilité de $|\psi\rangle$ : $\delta I \propto \sqrt{I_{OL}}P_{|\psi\rangle}(x_\theta)$. Nous avons donc réussi à amplifier notre signal grâce à l'OL, et ce, sans ajouter de bruit à la mesure.

L'utilisation de la détection homodyne possède plusieurs avantages :

- afin d'être amplifié le signal doit être exactement dans le même mode que l'OL. Il permet ainsi de filtrer le signal et de diminuer considérablement le bruit de mesure,
- il permet d'utiliser des photodiodes classiques qui ont de grande efficacité quantique et de hautes bandes passantes.

#### 1.3.2.2 Obtention de la fonction de Wigner

**Principe**

Grâce à la détection homodyne, nous pouvons mesurer les distributions de probabilités de notre état selon plusieurs phases $\theta$. Il nous faut maintenant reconstruire la fonction de Wigner de notre état à partir de ces mesures.

La méthode la plus utilisée est celle du maximum de vraisemblances. Le principe est le suivant : soit une distribution dont on connaît la loi de distribution $f(x_1, x_2...)$, où les $x_i$ sont les paramètres de la distribution que nous souhaitons déterminer. Le

maximum de vraisemblances consiste à trouver l'ensemble des paramètres qui ont le plus de chance de donner la distribution mesurée. Il est donc nécessaire de connaître la loi de distribution de notre mesure.

Paradoxalement, afin d'appliquer cette technique à notre problème, nous allons utiliser la matrice densité. En effet, comme la fonction de Wigner est continue, il est compliqué de trouver une expression générale qui nous permette d'effectuer le maximum de vraisemblances [10], à l'inverse cela est très aisé avec la matrice densité. Il suffit de tronquer la dimension de la matrice, donc de poser un nombre de photons maximum que peut contenir notre état. Les états étudiés au cours de cette thèse ont un nombre de photons extrêmement faible : deux photons maximum. Il suffit donc de limiter la taille de la matrice à cinq photons, ce qui donne 36 paramètres différents à déterminer.

Une autre méthode de reconstruction de la fonction de Wigner peut aussi être utilisée, la transformée de Radon (Radon, 1917). Cette méthode est cependant moins utilisée aujourd'hui pour plusieurs raisons :

- la transformée de Radon ne donne accès qu'à la fonction de Wigner, et pas à la matrice densité, il faut donc faire une autre transformation afin d'obtenir la matrice densité.
- le maximum de vraisemblances impose de connaître l'expression générale de la distribution, ce qui est le cas de la lumière (grâce à la seconde quantification). Ainsi, à l'inverse de la transformée de Radon, le résultat obtenu sera physiquement possible.
- la transformée de Radon ne permet pas de corriger les pertes de détection contrairement au maximum de vraisemblances.

### Algorithme de reconstruction

Afin d'obtenir la distribution la plus vraisemblable $\hat{\rho}_f$, plusieurs solutions sont possibles. Dans notre cas, la méthode mise en exergue par Lvovsky (Lvovsky, 2004), consiste à déterminer une matrice $\hat{\mathcal{R}}$ qui, lorsqu'on l'applique sur la matrice densité $\hat{\rho}_f$, laisse cette dernière inchangée : $\hat{\mathcal{R}}\hat{\rho}_f\hat{\mathcal{R}} = \hat{\rho}_f$.

Le théorème du point fixe nous montre qu'en appliquant successivement l'opérateur $\hat{\mathcal{R}}$ à une matrice quelconque $\hat{\rho}_0$ : $\hat{\rho}_{k+1} = \mathcal{N}\hat{\mathcal{R}}\hat{\rho}_k\hat{\mathcal{R}}$, où $\mathcal{N}$ est un facteur de normalisation, $\hat{\rho}_k$ va converger vers la matrice $\hat{\rho}_f$.

L'expression de la matrice $\hat{\mathcal{R}}$ est la suivante [11] :

$$\hat{\mathcal{R}}(\rho) = \sum_{i=1}^{N} \frac{|\theta_i, x_i\rangle \langle\theta_i, x_i|}{P_{\hat{\rho},\theta_i}(x_i)} \tag{1.54}$$

où $P_{\hat{\rho},\theta_i}(x_i)$ représente la probabilité de mesurer $x_i$ selon la phase $\theta_i$ pour un état $\rho$ :

$$P_{\hat{\rho},\theta_i}(x_i) = Tr\left(|\theta_i, x_i\rangle \langle\theta_i, x_i| \hat{\rho}\right) \tag{1.55}$$

10. La solution consiste à décomposer la fonction de Wigner dans l'espace des fonctions d'ondes, ce qui est parfaitement équivalent à utiliser la matrice densité

11. avec cette définition de $\hat{\mathcal{R}}$, l'algorithme peut parfois diverger, on peut éviter ce problème en modifiant légèrement la définition de $\hat{\mathcal{R}}$ (Řeháček et al., 2007)

**Correction des pertes**

Comme tout moyen de détection, la DH n'a pas une efficacité de 100 %. Dans notre cas, les pertes ont plusieurs origines :

- les pertes optiques $p_{opt}$ : miroirs, lames 50 :50, lentilles...
- l'efficacité quantique des photodiodes $\eta_{PD} \approx 94$ % dans notre cas,
- le mode matching entre l'OL et le signal à mesurer, obtenu par mesure du contraste (C) entre l'idler et l'OL.

Ces pertes reviennent à avoir une efficacité de détection $\eta_D$ telle que :

$$\eta_D = (1 - p_{opt})\eta_{PD}C^2 \tag{1.56}$$

On peut montrer (Leonhardt, 1997) que ces pertes de détections sont équivalentes à des pertes en amont de la détection homodyne que l'on peut modéliser par une lame semi réfléchissante $1 - \eta : \eta$.

L'un des grands avantages du maximum de vraisemblances est que l'on peut corriger les pertes de notre détection (Lvovsky, 2004) et ainsi revenir à l'état en entrée de la détection homodyne, qui est l'état que l'on souhaitait caractériser.

Il est important de différencier deux types de pertes : les pertes de mesures et les pertes de génération. Les premières peuvent être légitimement corrigées : cela revient à déterminer l'état à l'entrée de la détection homodyne. Cet état peut donc être mis à la disposition d'un éventuel utilisateur. En revanche, corriger les pertes de génération (comme les pertes en sortie de cristal ou un mauvais *heralding*), revient à vendre un état qui n'est pas utilisable. Il appartient donc à l'expérimentateur de prendre en compte convenablement les pertes à corriger.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les points théoriques de l'optique quantique nécessaires à la compréhension de ce manuscrit. Après avoir expliqué les visions corpusculaires et ondulatoires de la lumière, nous avons listé les principaux états de lumières observables. Nous avons ensuite vu les différents outils de mesures de ces états.

Dans le chapitre suivant, nous nous penchons sur un autre domaine qui est au cœur de cette thèse : les cavités optiques.

# Chapitre 2

# Les cavités optiques

## Sommaire


2.1 Les cavités monochromatiques . . . . . **33**

2.1.1 Différents types de cavités . . . . . 34

2.1.2 Stabilité du faisceau . . . . . 34

2.1.3 Cavité Fabry-Perot . . . . . 36

2.2 Les cavités pulsées ou cavités synchrones . . . . . **40**

2.2.1 Généralités . . . . . 41

2.2.2 Influence de la longueur de la cavité . . . . . 44

2.2.3 Les effets de sous-cavités . . . . . 46

2.3 Asservissement . . . . . **48**

2.4 Conclusion . . . . . **50**


Dans ce manuscrit, les cavités jouent un rôle essentiel. Pas moins de trois cavités ont été installées au cours de cette thèse. Il est donc naturel de dédier un chapitre sur ce sujet. Nous allons dans un premier temps voir quelques généralités sur les cavités monochromatiques, pour ensuite s'intéresser aux particularités des cavités pulsées, enfin nous terminerons ce chapitre par présenter le système d'asservissement utilisé sur l'expérience.

## 2.1 Les cavités monochromatiques

Depuis leur invention, les applications des cavités optiques sont indénombrables, que ce soit en spectroscopie (Bernhardt et al., 2009), en interférométrie (et al., 2009), en métrologie (Drever et al., 1983; Hansch and Couillaud, 1980), ou encore dans des domaines plus fondamentaux comme l'obtention de condensats de Bose-Einstein (Klaers et al., 2010) et d'états quantiques optiques (Furusawa, 1998). Bien entendu, l'application la plus incontournable reste l'invention du laser en 1960.

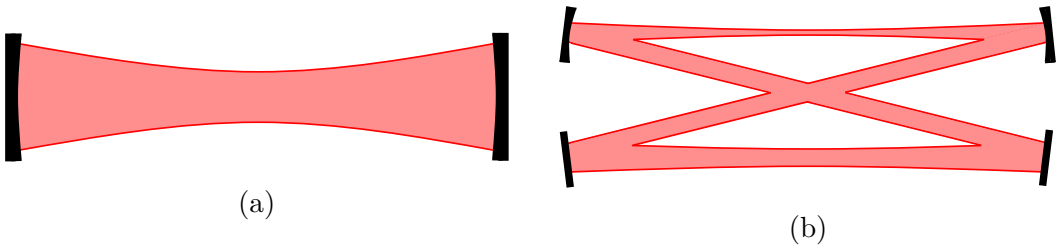



FIGURE 2.1 – Exemples de cavités : (a) Cavité linéaire, (b) Cavité papillon.

### 2.1.1 Différents types de cavités

Nous pouvons distinguer deux types de cavités différentes : les linéaires et les circulaires.

**Les cavités linéaires**

Les cavités linéaires (figure 2.1(a)) sont des cavités où la lumière est renvoyée sur elle même. Ainsi, en tous points de la cavité, la lumière passe dans les deux sens. Les cavités Fabry-Perot en sont l'exemple le plus simple. Elles sont généralement constituées de deux miroirs (généralement concaves). La particularité de ce type de cavité est que le mode de lumière résonant est une onde stationnaire (c'est la somme de deux ondes contra-propageantes de même fréquence).

La présence d'ondes stationnaires peut être un problème. En effet, si nous plaçons un milieu amplificateur dans une cavité linéaire, les nœuds verrons toujours une intensité nulle contrairement aux ventres, ainsi, le milieu sera pompé uniquement aux niveaux des ventres. Ce phénomène, appelé le *spatial hole burning*, est particulièrement important dans la fabrication des lasers continus.

**Les cavités circulaires**

Les cavités circulaires, à l'inverse des linéaires, ne possèdent pas de faisceau contra-propageant, ce qui permet d'éviter les problèmes liés au *spatial hole burning*. Elles permettent aussi de passer dans un milieu selon une seule direction, ce qui peut permettre de diminuer les pertes.

La configuration la plus utilisée est représentée sur la figure 2.1(b). Il s'agit de la configuration en papillon, ces dernières peuvent avoir des angles très faibles au niveau des miroirs concaves ce qui permet de maintenir une bonne ellipticité du faisceau dans la cavité.

### 2.1.2 Stabilité du faisceau

Nous allons déterminer ici, les paramètres du faisceau qui permettent de se coupler efficacement à une cavité. Pour cela, nous allons introduire le formalisme des matrices ABCD.

**Paramètre complexe et matrice ABCD**

Un faisceau laser étant gaussien, son diamètre finira toujours par diverger. Il est donc impossible de confiner un faisceau gaussien avec des miroirs plans. Pour cela il est nécessaire d'utiliser des miroirs concaves ou des lentilles. Afin de maximiser

le couplage, il faut donc choisir une configuration adéquate, et ceci peut se faire aisément grâce aux matrices ABCD.

Le principe des matrices ABCD est décrit dans l'ouvrage suivant (Saleih and Teich, 1991). Afin de pouvoir utiliser ces matrices, il nous faut dans un premier temps introduire le paramètre complexe d'un faisceau. N'importe quel faisceau gaussien peut être entièrement définit par son paramètre complexe $\hat{q}$ :

$$\frac{1}{\hat{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} + i\frac{\lambda_0}{\pi w(z)^2} \tag{2.1}$$

où : $R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde, et $w(z)$ est le rayon du faisceau à la cote $z$ le long de l'axe de propagation du faisceau.

Toute action linéaire (lentille, miroir, propagation selon z...) sur un faisceau de paramètre complexe $\hat{q}_1$ donne en sortie un faisceau de paramètre complexe $\hat{q}_2$ tel que[1] :

$$\hat{q}_2 = \frac{A\hat{q}_1 + B}{C\hat{q}_1 + D} \tag{2.2}$$

où ABCD sont les paramètres de la matrice M suivante : $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$. Pour déterminer le paramètre complexe d'un faisceau après un nombre N de transformations $\hat{q}_f$, il suffit de multiplier les matrices ensembles : $M_f = M_N \cdot M_{N-1} ... M_2 \cdot M_1$. On obtient ensuite le paramètre complexe $\hat{q}_f$ grâce à la formule 2.2.

**Systèmes fermés**

Un système fermé, comme une cavité, sera caractérisé par la matrice $M_c = \begin{pmatrix} A_c & B_c \\ C_c & D_c \end{pmatrix}$ qui représente les transformations subies en un tour de cavité. Après P tours de cavité, le paramètre du faisceau sera donc donné par la matrice $M_c^P$.

Dans un premier temps, il est important de montrer qu'un tel système est stable, c'est à dire que le faisceau peut rester confiné dans la cavité, sans diverger, quelque soit le nombre de tour qu'il parcourt. On peut montrer (Saleih and Teich, 1991), que la condition de stabilité de la cavité se traduit sur la matrice $M_c$ de la façon suivante :

$$\left|\frac{A_c + D_c}{2}\right| < 1 \tag{2.3}$$

Comme nous allons le voir dans la section suivante, les cavités fonctionnant grâce aux interférences. Afin de bien coupler un faisceau dans une cavité, il faut maximiser le contraste des interférences. Pour cela, il faut que le profil spatial (i.e. le paramètre complexe) du faisceau ayant fait un tour de cavité : $\hat{q}_1$ soit le même que celui du faisceau incident $\hat{q}_0$, ainsi, obtient la condition suivante :

$$\hat{q}_0 = \hat{q}_1 = \hat{q} \quad \Leftrightarrow \quad \hat{q} = \frac{A_c\hat{q} + B_c}{C_c\hat{q} + D_c} \tag{2.4}$$

1. On suppose ici que $n_1 = n_2$, dans le cas contraire, l'équation s'écrit $\frac{\hat{q}_2}{n_2} = \frac{A\frac{\hat{q}_1}{n_1}+B}{C\frac{\hat{q}_1}{n_1}+D}$

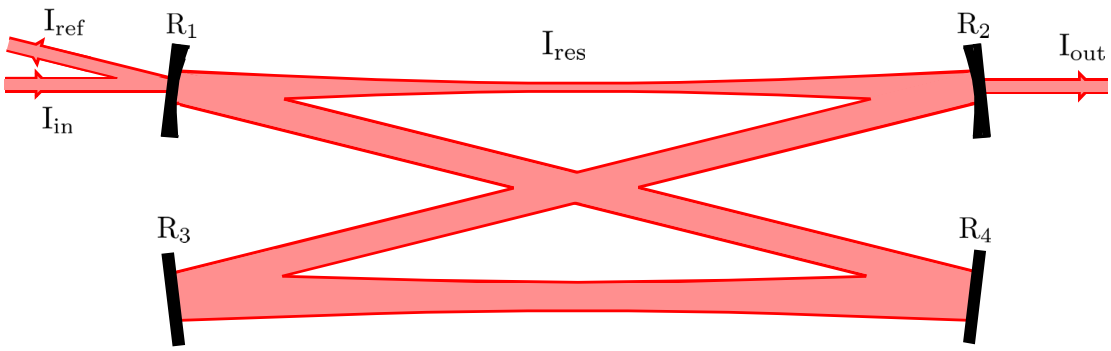



FIGURE 2.2 – Schéma du modèle de cavité utilisé.

Dans les annexes A.1, nous montrons que cette équation possède une seule et unique solution stable, cette solution est communément qualifiée comme étant le *mode de la cavité*, elle est définie comme suit :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{1}{R} + i\frac{\lambda_0}{\pi w^2} \quad \text{où :} \quad \begin{cases} R = \frac{2B_c}{D_c - A_c} \\ w^2 = \frac{\lambda_0 |B_c|}{\pi\sqrt{1-\left(\frac{A_c+D_c}{2}\right)^2}} \end{cases} \tag{2.5}$$

Le mode de lumière définit par $\hat{q}$ est le seul mode qui peut résonner dans la cavité. Si on envoie un faisceau en entrée de cavité différent de ce mode, seule la partie de ce faisceau correspondant au mode de la cavité résonnera. Le faisceau obtenu en sortie de cavité correspondra donc majoritairement au mode résonnant, la cavité agit donc comme un filtre sur le faisceau incident.

### 2.1.3 Cavité Fabry-Perot

Nous connaissons maintenant le mode spatial requis pour faire résonner efficacement un faisceau laser dans une cavité donnée. Cependant, cela n'est pas suffisant pour pouvoir faire résonner une cavité. Il nous reste pour cela deux problèmes à régler : l'asservissement de la phase et l'adaptation d'impédance de la cavité.

Afin de pouvoir étudier correctement notre problème, nous allons le simplifier grâce aux suppositions suivantes :

- le profil spatial du faisceau est identique à celui de la cavité,
- nous étudions la cavité en papillon représentée sur la figure 2.2,
- on suppose que $\mathbf{R_3}$ =$\mathbf{R_4}$ =100 %.

#### 2.1.3.1 Le modèle

Le modèle considéré est représenté sur la figure 2.2. Nous considérons un faisceau incident d'intensité $I_{in}$ sur une cavité linéaire de longueur $L_c$, les faisceaux réfléchis et transmis ont des intensités notées $I_{in}$ et $I_{out}$. Les miroirs ont des coefficients de

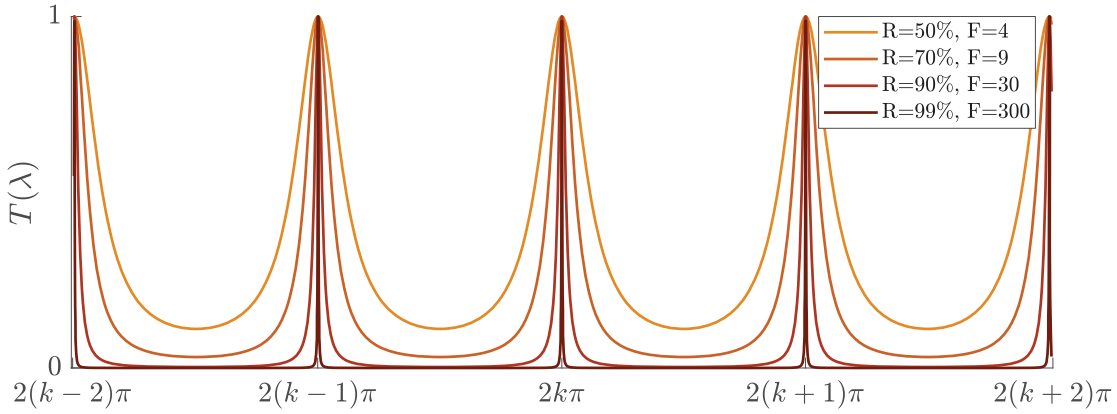



FIGURE 2.3 – Transmission de la cavité en fonction de la phase. Les pics de transmissions correspondent aux cas où la longueur de la cavité est un multiple de la longueur d'onde.

réflexion $R_1$ et $R_2$. On peut montrer (annexe A.2) que l'intensité transmise s'écrit comme :

$$I_{out} = T(\lambda) I_{in} \tag{2.6}$$

où $T(\lambda)$ représente la transmission de la cavité. Son expression est la suivante :

$$T(\lambda) = \frac{\sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}}{1+R_1R_2-2\sqrt{R_1R_2}\cos\Delta\psi} \tag{2.7}$$

où $\Delta\psi$ représente la phase accumulée par l'onde lorsqu'elle parcourt un tour de cavité. On note ainsi :

$$\Delta\psi = \frac{\omega L_c}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} L_c \tag{2.8}$$

Cette équation nous permet d'étudier l'influence de la phase ainsi que celle des coefficients de réflexions sur la transmission de la cavité.

#### 2.1.3.2 Influence de la phase

Nous allons ici nous intéresser à l'influence de la phase. Nous supposons que les miroirs ont les mêmes coefficients de réflexions R. L'expression de la transmission de la cavité devient :

$$T(\lambda) = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos\Delta\psi} \tag{2.9}$$

La transmission de la cavité en fonction de sa longueur est représentée sur la figure 2.3 pour plusieurs valeurs de R. Comme on peut le voir sur la figure, la cavité transmet le faisceau lorsque $\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} L_c = 0\,[2\pi]$, cela correspond aux phases de résonances de la cavité. Pour un laser ayant une longueur d'onde donnée, cela implique que la cavité ne résonne que pour certaines longueurs telles que : $L_c = 0\,[\lambda]$. Si nous voulons maintenir la puissance intra-cavité stable, il faut donc être capable de contrôler la longueur de la cavité à mieux que $\lambda$ près : $\frac{L_c}{\lambda} \ll 1$. Comme il est

généralement impossible d'atteindre une telle stabilité dans un laboratoire, il est nécessaire d'asservir la phase (ou la longueur) de la cavité. Différentes méthodes d'asservissement seront détaillées à la fin de ce chapitre.

On remarque aussi que plus la réflexion des miroirs est importante, plus les pics de transmissions sont fins, et plus il sera difficile d'asservir la phase.

**Finesse**

La largeur des pics de transmission est une caractéristique très importante. Dans le cas d'un laser par exemple, elle détermine sa largeur de raie, et donc sa longueur de cohérence. Cette largeur est appelée la finesse d'une cavité est définie comme suit :

$$F = \frac{ISL}{\delta\nu} = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda} \tag{2.10}$$

où les différents paramètres, détaillés dans la table 2.1, sont :

- ISL (Intervalle spectral libre) : distance spectrale entre deux maximums de transmissions,
- $\delta\nu$ : largeur spectrale des pics de transmissions,
- $\lambda$ : longueur d'onde centrale du laser,
- $\delta\lambda$ : largeur des pics de transmissions

Pour une cavité Fabry-Perot, la finesse peut s'exprimer en fonction de la réflexion des miroirs (Ismail et al., 2016) :

$$F = \frac{\pi}{2\arcsin\left(\frac{1-R}{2R^2}\right)} \simeq \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{2.11}$$

**Puissance résonante**

Plus la finesse d'une cavité est grande, plus le nombre de tours N parcourus par la lumière sera important : $N = \frac{F}{2\pi}$. La lumière étant stockée plus longtemps, la puissance résonante va donc augmenter avec la finesse. La puissance intra-cavité se déduit simplement grâce à l'intensité sortante et la réflexion du miroir de sortie :

$$I_{res} = \frac{1}{1-R_2} I_{out} = \frac{T(\lambda)}{1-R_2} I_{in} \tag{2.12}$$

La figure 2.4 montre l'intensité résonante maximale en fonction de la finesse et de la réflexion des miroirs en échelle logarithmique, la figure 2.5 représente la puissance résonante en fonction de la longueur d'onde (pour une longueur de cavité fixée) pour différentes finesses.

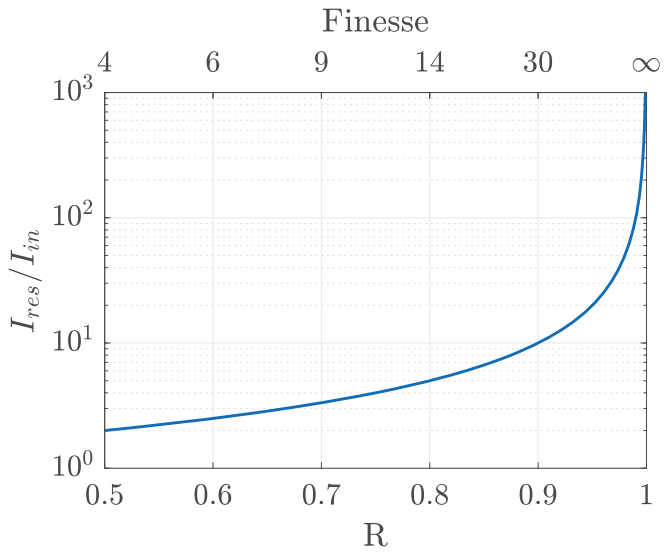



FIGURE 2.4 – Représentation de l'intensité résonante en fonction de la finesse (abscisses du haut) et du coefficient de réflexion R (abscisses du bas).

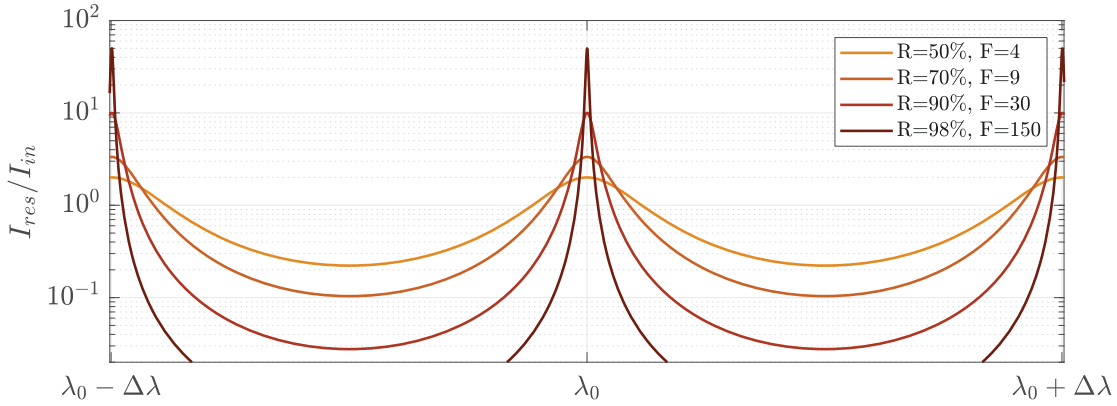



FIGURE 2.5 – Représentation de l'intensité résonante dans la cavité en fonction de la longueur d'onde pour différentes finesses. $\Delta\lambda$ représente l'écart en longueur d'onde entre deux pics de transmissions, il correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité.

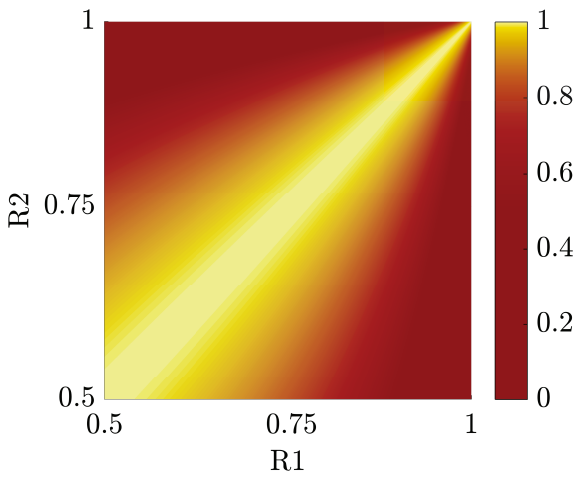



FIGURE 2.6 – Transmission d'une cavité en fonction des coéfficient de reflexion des miroirs d'entrér (R1) et de sortie (R2).

#### 2.1.3.3 Adaptation des pertes

Dans cette section nous allons nous intéresser à l'influence des miroirs sur la puissance transmise. Sur la figure 2.6 est représentée la transmission $T(R_1, R_2)$ lorsque $\Delta\psi = 0$. On remarque que le maximum de transmission se situe lorsque les deux miroirs ont les mêmes coefficients de réflexions. On note aussi, que plus la finesse augmente, plus la transmission se dégrade rapidement avec le désaccord des réflexions.

Ainsi, on comprend bien qu'afin de maximiser la transmission et donc la puissance résonante, il nous faut choisir correctement les coefficients de réflexions de nos miroirs.

Cette adaptation des coefficients de réflexions traduit un effet encore plus important. Dans une cavité, tout les objets conduisant à des pertes optiques P, sont équivalents à un miroir qui a un coefficient de réflexion [2] R=1-P %. Tout ces *miroirs* sont équivalents à un unique miroir dont la réflexion est le produit des réflexions de ces *miroirs*. Ainsi, lorsque l'on construit une cavité, il est essentiel de connaitre ses pertes afin de choisir les bons miroirs d'entrée et de sortie. Comme nous allons le voir plus tard, les pertes peuvent avoir plusieurs origines. Elles peuvent être dues à un miroir qui ne réfléchit pas entièrement la lumière, la présence d'un cristal qui ne transmet pas toute la lumière, des effets non-linéaires qui absorbent la lumière pour une longueur d'onde donnée, la présence d'un gaz qui possède une bande d'absorption à une certaine longueur d'onde, etc...

## 2.2 Les cavités pulsées ou cavités synchrones

Dans la section précédente, nous avons étudié les cavités pour un laser monochromatique. Cependant, notre expérience fonctionne avec un laser pulsé, nous allons donc maintenant regarder le comportement des cavités pulsées. La formation de ces pulses ne faisant pas l'objet de cette section, elle ne sera pas décrite ici. Elle

2. si les pertes dépendent de la longueur d'onde, il suffit de considérer un miroir dont la réflexion dépend de la longueur d'onde.

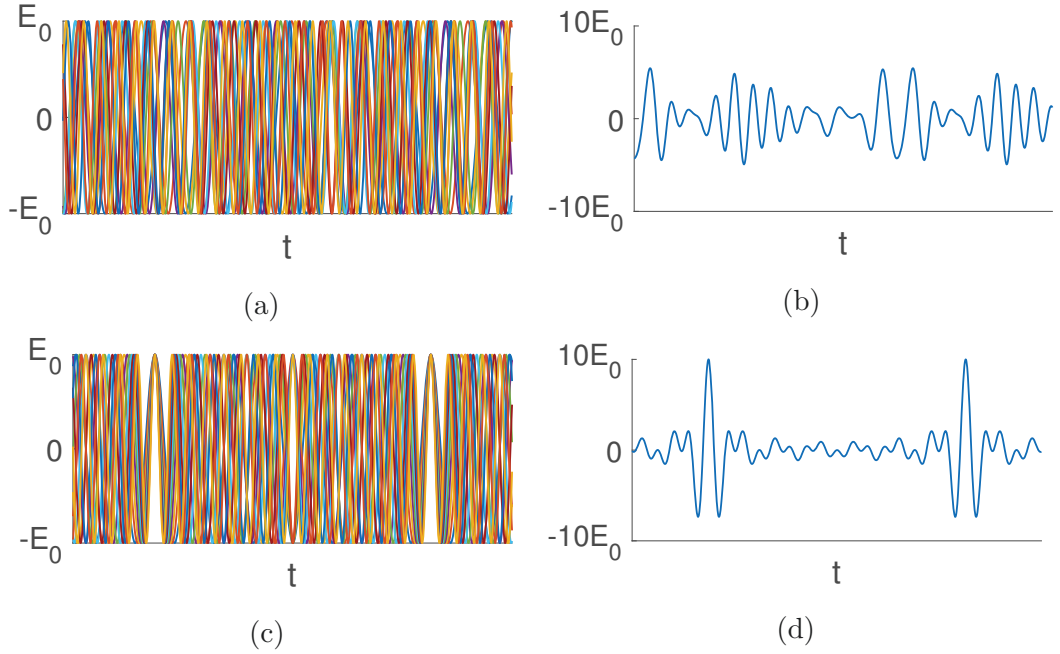



FIGURE 2.7 – Importance de l'asservissement de la phase d'un laser, nous représentons les amplitudes du champ pour 10 fréquences différentes. Dans un cas les phases des différentes oscillations sont aléatoires : (a) et (b), dans l'autre elles sont asservies : (c) et (d). (a) et (c) oscillations des différentes fréquences. (b) et (d) : champs résultants. Lorsque la phase est asservie, des oscillations apparaissent.

est présenté dans la section 4.1.1. Les pulses produits par le laser, ont une longueur temporelle d'environ 2.5 ps avec un taux de répétition de 76 MHz. Par soucis de clarté, les exemples de cette section auront les caractéristiques du laser utilisé au cours de cette thèse. Tous ces paramètres sont résumés dans la table 2.1.

### 2.2.1 Généralités

**Les lasers pulsés**

Nous allons ici voir les propriétés des lasers pulsés. Un laser pulsé peut être vu comme un peigne de fréquence, chaque dent de ce peigne correspond à un maximum de transmission de la cavité laser. Un peigne de fréquence est représenté sur la figure 2.8, l'espace entre chaque dent est donné par l'ISL (Intervalle Spectral Libre) de la cavité (76 MHz dans notre cas), il correspond au temps nécessaire à la lumière pour effectuer un tour de cavité $t_{cav}$ : $\nu_{ISL} = \frac{1}{t_{cav}} = \frac{c}{L_c}$, c'est donc le taux de répétition du laser. Ainsi, les pics possèdent une fréquence $\nu = \nu_{CEO} + k\nu_{ISL}$, où $k \in \mathbb{N}$ et $\nu_{CEO}$ correspond à un « offset » de la fréquence des dents par rapport à l'origine (CEO : carrier envelope offset) que nous aborderons dans la prochaine section.

Pour obtenir des pulses, les dents du peigne doivent évidement être cohérentes, mais elles doivent aussi avoir la même phase, sur la figure 2.7 nous avons représenté le champ obtenu par 10 oscillations différentes, espacées les unes des autres d'une fréquence $\Delta\nu$, lorsque les phases sont verrouillées (figure 2.7(b)) ou pas (figure 2.7(a)). Contrairement au cas où les phases sont aléatoires, l'asservissement fait ressortir des pics d'intensités de période $\Delta\nu$.

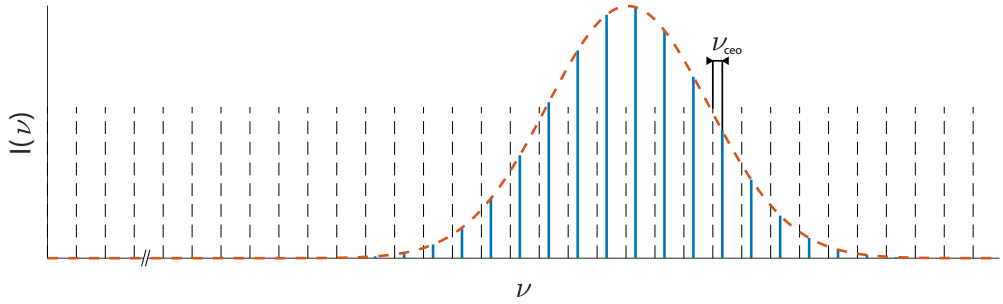



FIGURE 2.8 – Représentation de la phase CEO en fréquence, les dents du laser ont un offset $\nu_{CEO}$ par rapport à l'origine.

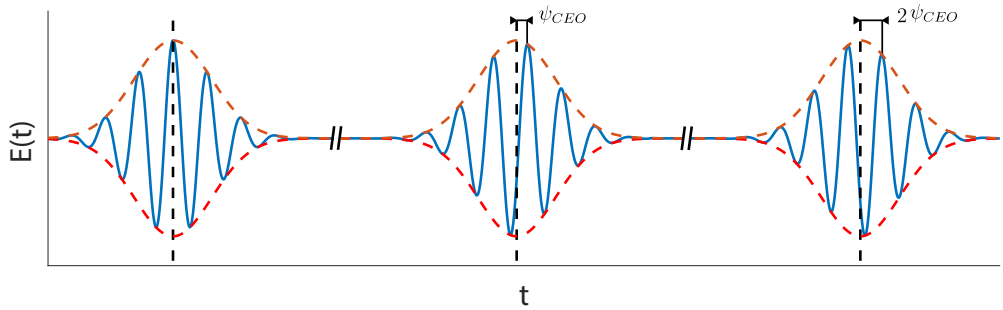



FIGURE 2.9 – Représentation temporelle des effets de la phase CEO. La différence de phase entre les pulses et l'enveloppe se décale d'une valeur $\psi_{CEO}$ à chaque pulse.

La largeur temporelle d'une impulsion est reliée par transformée de Fourier à la largeur du spectre, ainsi, plus une impulsion est petite, plus son spectre est grand. Dans notre expérience, un ISL de 76 MHz pour une largeur temporelle de 2.5 ps nous donne un spectre de 300 GHz (0.9 nm) composé d'environ 4000 dents.

Notre laser pulsé est donc équivalent à 4000 lasers asservis en phase !

**La phase CEO (Carrier Envelope Offset)**

La fréquence $\nu_{ceo}$ représente un décalage en fréquence par rapport aux positions $k\nu_{ISL}$ (figure 2.8). Plusieurs paramètres expliquent son apparition : fluctuations des paramètres environnementaux (température, pression atmosphérique), changements de géométrie de la cavité laser, *amplitude-to-phase conversion*,etc... (Ye and Cundiff, 2005) D'un point de vue temporel, elle correspond à un décalage entre la phase du pulse et son enveloppe, ce décalage est représenté sur la figure 2.9 pour un pulse de quelques femtosecondes.

Dans le cas d'impulsions très courtes, si l'on fait interférer deux pulses avec des CEOs différentes, les amplitudes pour une phase donnée sont très différentes (figure 2.9), cela réduit donc le contraste des interférences, ce qui, pour des cavités, revient à réduire la puissance résonante. Ce problème est donc crucial lorsque l'on utilise des pulses très courts. Si les pulses sont plus longs et possèdent un plus grand nombre d'oscillations, même si la phase $\psi_{CEO}$ est déphasée de $\pi[2\pi]$, cela ne change pas la valeur des amplitudes qui interfèrent, les enveloppes restent superposées. Dans ce cas, les problèmes liés à la phase CEO, sont négligeables. Dans notre cas, la longueur de nos impulsions est $\tau = 2.5$ ps, pour une période $T_0 = 2.8$ fs, nous avons

donc environ 1000 oscillations, la relation $T_0 \ll \tau$ est bien vérifiée. On peut donc négliger la phase CEO dans le reste de ce manuscrit.

| Espace temporel | | | Espace des fréquences | | |
|---|---|---|---|---|---|
| **Val. typ.** | **Grandeur** | **Sym.** | **Sym.** | **Grandeur** | **Val. typ.** |
| >1 µs (>300 m) | Cohérence temporelle | $T_c$ | $\delta\nu$ | Largeur des raies | <1 MHz |
| 13 ns (3.95 m) | Distance entre deux pulses | $\Delta T$ | $\nu_{rep}$ | Écart entre les dents/taux de répétition | 76 MHz |
| 2.5 ps (0.8 mm) | Largeur d'une impulsion | $\tau$ | $\Delta\nu$ | Largeur du spectre | 300 GHz (0.9 nm) |
| 3 fs (850 nm) | Période des oscillations | $T_0$ | $\nu_0$ | Fréquence /longueur d'onde centrale | 350 THz |

TABLE 2.1 – Table d'équivalence entre les espaces temporels et fréquentiels.

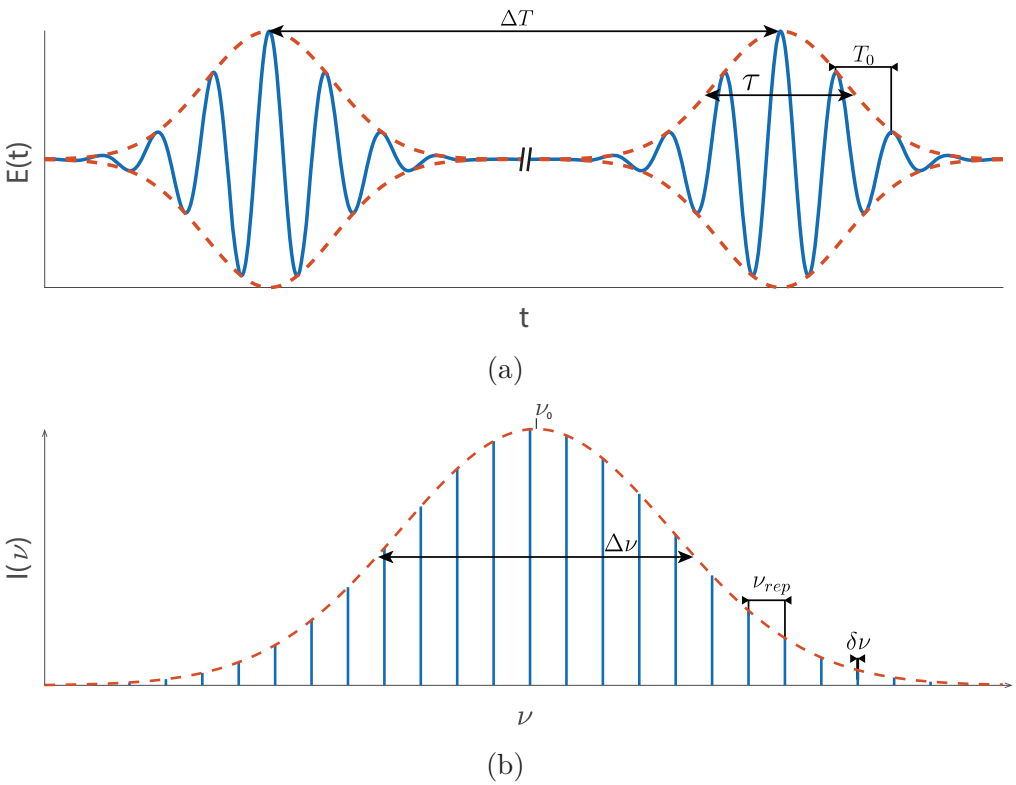
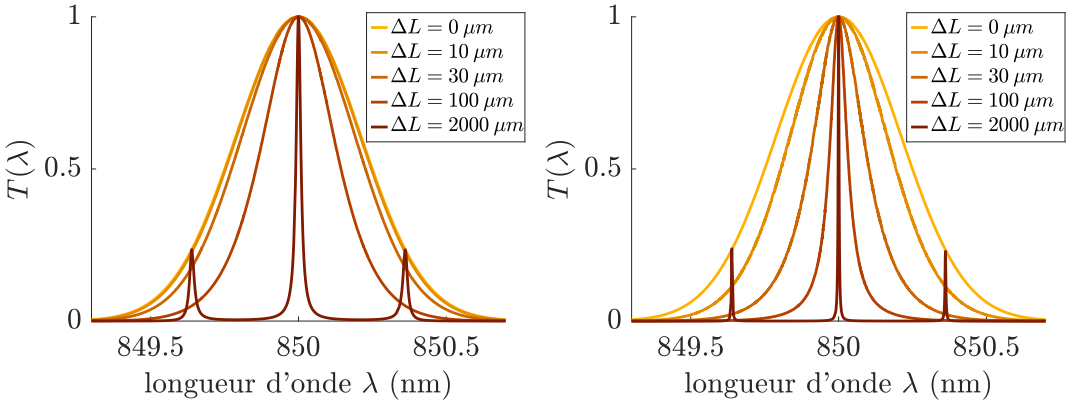



FIGURE 2.10 – Représentation des différentes caractéristiques du laser utilisé. (a) Grandeurs temporelle, la longueur de cohérence étant trop importante, elle n'a pas pu être représentée ; (b) grandeur fréquentielle.




(a) (b)

FIGURE 2.11 – Représentation des spectres en sortie de cavité pour différentes valeurs de $\Delta L = |L_c - L_p|$ : et pour différentes finesses : (a) F=30 ; (b) F=100. Pour des raisons de commodités, seul les maximums des dents du spectres sont représentées. Plus l'écart de longueur augmente, plus le spectre s'affine, le cas $\Delta L = 0$ corresponds au spectre en entrée de cavité. Les effets sont plus importants lorsque la finesse augmente.

**Équivalence temps/fréquence**

Lorsque l'on travail avec des impulsions, il faut en permanence jongler avec l'espace temporel et fréquentiel afin d'avoir une vision complète de la physique étudiée. Pour cela, nous avons regroup les différentes grandeurs de notre laser dans la table 2.1.

Pour plus de clarté, les grandeurs sont représentées sur les figures 2.10(a) et 2.10(b). On peut noter que les échelles de temps et de fréquences des caractéristiques de notre laser s'étalent sur plus de 8 ordres de grandeurs !

Au cours de cette section, nous allons essayer de décrire chacun des phénomènes étudiés dans les deux espaces.

### 2.2.2 Influence de la longueur de la cavité

Les pulses produits par notre laser sont espacés d'environ 3.95 m (table 2.1), ainsi, pour pouvoir faire résonner correctement les pulses dans une cavité, la longueur de cette dernière doit être identique à la distance entre les pulses.

Si il existe un désaccord $\Delta L = L_c - L_p$ entre les deux longueurs, la résonance de la cavité en sera affectée. Dans cette section, nous allons nous pencher sur ce cas. Pour cela, nous allons dans un premier temps négliger le désaccord entre les pertes et la réflectivité du miroir d'entrée. De même, pour des raisons de simplicité, la phase de la cavité est supposée asservie.

**Le modèle**

Afin de pouvoir étudier la résonance de la cavité en fonction de $\Delta L$, nous allons considérer le spectre d'un pulse créé par notre cavité laser, nous prenons donc un

spectre gaussien[3] constitué de dents espacées les unes des autres de 76 MHz, nous choisissons un spectre centré à 850 nm de largeur 0.9 nm. Le spectre est représenté sur la figure 2.11, il correspond au cas où $\Delta L = 0$.

Une fois le spectre défini, il suffit d'appliquer la fonction de transmission $T(\lambda)$ 2.9 sur le spectre. Afin de voir l'influence de la finesse de la cavité, nous avons fait les calculs pour des finesses de 30 (R=0.9 %) et 100 (R=0.98 %). Les résultats sont représentés sur la figure 2.11, comme on peut le voir, le spectre en sortie de cavité s'affine lorsque le désaccord augmente. Les figures mettent en évidence les effets de la finesse sur cette réduction spectrale. Lorsque la finesse augmente, le spectre s'affine plus rapidement avec $\Delta L$. Nous allons donner une rapide explication physique de ce phénomène.

**Espace des fréquences**

Dans l'espace des fréquences, il faut s'intéresser aux dents du peigne de fréquence et au pics de transmission de la cavité. Les dents du peigne sont espacées de $f_{rep}$ =76 MHz. Dans le cas de la cavité, les pics de transmission sont espacés d'une fréquence $f_{pic} = \frac{c}{L_c} = \frac{c}{L_p \pm \Delta L} \simeq \frac{c}{L_c}\left(1 \pm \frac{\Delta L}{L_c}\right) = f_{rep}\left(1 \pm \frac{\Delta L}{L_c}\right)$. Ainsi, l'écartement entre les pics de transmissions et les dents du peigne de fréquences est différent. Comme on peut le voir sur la figure 2.12, le décalage $\Delta L$ conduit à un désaccord entre les pics de transmissions et le spectre du laser, ce qui réduit la largeur spectre transmis.

Lorsque la finesse de la cavité augmente, les pics de transmission sont plus fins, ils se retrouvent donc taillés encore plus rapidement, ce qui est observé sur la figure 2.11.

Si le désaccord est suffisamment important, et si le spectre est assez large, les pics de transmissions et les dents du peigne reviennent en phase, ce qui explique les pics multiples observés sur la figure 2.11.

**Espace temporel**

Du point de vu temporel, l'explication est plus facile à comprendre, l'équivalent de l'écart entre les dents, est l'écart entre les pulses. Un désaccord de longueur implique que les pulses qui interfèrent sont décalés les uns par rapport au autres. Ainsi, le pulse résultant de ces interférences sera d'une part plus faible (dû au désaccord des amplitudes), mais surtout le pulse se retrouvera allongé, ce qui aura pour effet de réduire le spectre des pulses.

Lorsque le désaccord est suffisamment important, un pulse arrivé N tours en avance du pulse 0 aura fait N+1 (ou N-1) tours, ce dernier se retrouvera donc à nouveau synchronisé avec le pulse 0, ils interféreront donc constructivement. Ceci est équivalent à avoir une cavité où les pulses sont espacés de $N\Delta T$, ce qui nous donne le peigne de fréquence de la figure 2.11, où les pics sont séparés d'une fréquence $f = \frac{1}{N\Delta T}$

Enfin, plus la finesse est élevée, et plus le nombre de pulses qui interféreront sera important. Ainsi, l'étalement moyen entre les pulses sera plus important, et le pulse s'étalera plus rapidement.

3. Dans les faits, l'allure du spectre de notre laser est une sécante hyperbolique et pas une gaussienne, mais cette approximation gaussienne convient tout à fait pour les effets que nous souhaitons étudier.

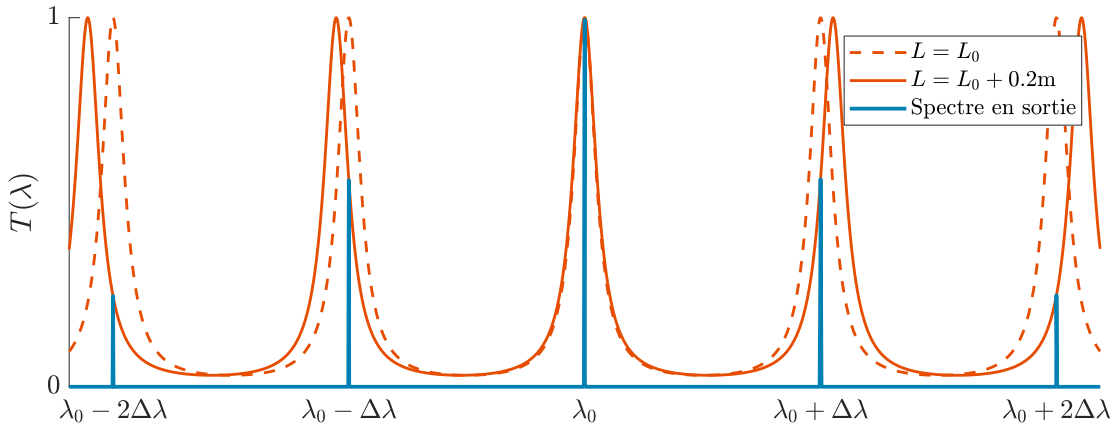



FIGURE 2.12 – Transmission de la cavité pour différentes longueurs de cavité. Les pics bleus représentent le spectre de sortie du laser pour un désaccord de 0.2 m. Le spectre du laser se retrouve rétréci. Paramètre de la cavité : F=9, R=70 %. Le désaccord à été pris grand afin de souligner les effets.

### 2.2.3 Les effets de sous-cavités

Nous allons finir cette section en étudiant les effets de sous-cavités. Ce sont des effets assez inattendus, qui ont été observés sur l'expérience et qui seront traités plus loin dans le manuscrit. Nous allons étudier ici l'influence d'une lame de verre placée dans la cavité. Expérimentalement la lame de verre peut être un cristal, un miroir, une lentille, etc... Nous allons étudier son influence sur le spectre transmis par la cavité.

Dans un premier temps, nous pouvons regarder le spectre transmis par cette lame lorsqu'elle n'est pas placée dans la cavité. Dans notre cas, la lame de verre possède un traitement anti-réflexion à la longueur d'onde utilisée, la réflexion de ses faces est donc inférieur à 1 %. La lame de verre à une épaisseur de 3 mm. Si nous appliquons l'expression de $T(\lambda)$ pour une cavité linéaire de 3 mm de long avec des coefficients de réflexions R=1 %, nous n'observons presque aucun effet sur le spectre de transmission comme attendu. Le spectre transmis est représenté sur la figure 2.13, les effets apparaissent légèrement dans l'inset qui correspond à un zoom d'un facteur 5.

Plaçons maintenant la lame de verre dans la cavité, la formule de la transmission, calculée dans l'annexe A.3, est modifiée comme suit :

$$I_{out} = \frac{(1-R)^2}{1 + T_l R^2 - 2aT_l R} I_{in} \tag{2.13}$$

où :

- $a = \frac{\cos\frac{2\pi}{\lambda}L_c - R_l\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(L_l - L_c)\right)}{1-R_l}$
- $T_l = \frac{(1-R_l)^2}{1+R_l^2-2R_l\cos\frac{2\pi}{\lambda}L_l}$ : transmission de la lame sans cavité
- $L_l$ : longueur effective de la lame de verre
- $L_c$ : longueur effective de la cavité

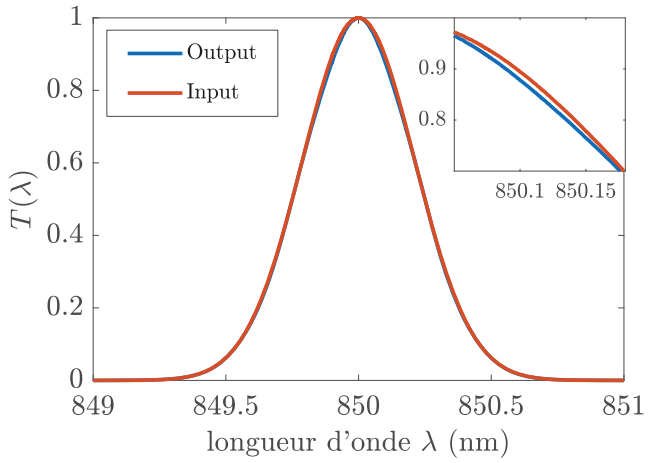



FIGURE 2.13 – Effets d'une lame de verre sur un spectre gaussien. Rouge : spectre incident, bleu : spectre transmis, inset : zoom (x5) de la courbe. Les effets de la lame de verre sont très faibles.

- $R_l$ : réflexion d'une face de la lame de verre
- $R$ : réflexion des miroirs de la cavité

La figure 2.14 représente le spectre en sortie de cavité pour différentes finesses. La longueur de la lame de verre est de 3 mm pour un indice $n_l = 1.8$. Il est clair que la cavité exacerbe les effets de la lame sur le spectre. De même que dans la section précédente, plus la finesse de la cavité augmente, plus les effets sont prononcés.

**Interprétation fréquentielle et temporelle**

L'interprétation de ces résultats est relativement simple, il faut considérer la lame comme une cavité Fabry-Perot de 3 mm de long.

**Temporellement,** la lame sépare le pulse initial en plusieurs pulses décalés de deux fois la longueur effective de la lame les uns par rapport aux autres. Les *nouveaux pulses* étant de très faibles amplitudes, leurs effets sont très faibles. Lorsqu'on place la cavité autour de la lame, si la cavité a une finesse de 30, cela implique que les pulses font en moyenne $\frac{30}{2\pi} \simeq 5$ tours dans la cavité. Comme le coefficient de réflexion est très faible, l'amplitude du pulse principale ne diminue presque pas, mais les amplitudes des pulses créés par la lame sont augmentés d'un facteur 5 environ. On comprend tout de suite, que l'amplitude de ces pulses n'est plus négligeable.

**Spectralement,** l'interprétation est la même, les pics du peigne de fréquence du laser sont très légèrement modulée par la lame de verre. La lame étant très petite devant la distance entre les pulses, cela crée des oscillations dont la période est de l'ordre de grandeur de la largeur de notre spectre.

De la même façon, on peut en première approximation considérer que pour une cavité de finesse 30, les pulses passent environ 5 fois à travers la lame de verre. Cela revient donc à appliquer 5 fois de suite la fonction de transfert appliquée pour un passage. Ainsi, les *creux* vont se retrouver plus prononcés.

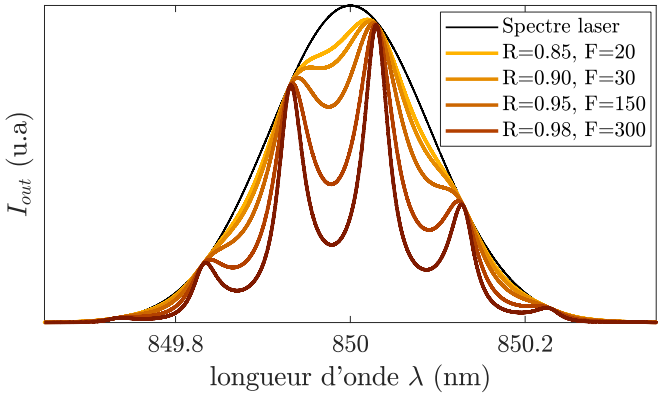



FIGURE 2.14 – Représentation des effets de sous-cavités pour différentes finesses. La lame de verre est prise égale à 3 mm, pour un indice $n_l = 1.8$.

Dans les deux cas, lorsque l'on augmente la finesse de la cavité, nous augmentons le nombre de tours à travers le cristal, ce qui va amplifier les effets décrits.

## 2.3 Asservissement

Dans cette partie, nous allons rapidement détailler la méthode d'asservissement utilisée sur l'expérience. Il existe différentes méthodes qui permettent de contrôler la phase d'une cavité. Généralement, la méthode consiste à changer la longueur de la cavité en contrôlant la position d'un des miroirs grâce à une céramique piézo-électrique. La position du miroir est contrôlée en appliquant une certaine tension à la céramique. Mais pour savoir quelle tension appliquer, il nous faut un signal d'erreur.

Pour obtenir un signal d'erreur, la technique la plus courante est sans doute la méthode de Pound Drever Hall (PDH) (Drever et al., 1983). Cette dernière est particulièrement utilisée pour asservir la fréquence d'un laser sur une transition atomique. Cette méthode permet d'obtenir un signal d'erreur très pentu à partir du signal d'absorption d'une transition (où à partir de la puissance réfléchie à l'entrée de la cavité). Le signal est obtenu en appliquant une perturbation au signal d'entrée, un multiplexage entre le signal de perturbation et le signal réfléchi donne le signal désiré. La perturbation est obtenue grâce à un modulateur électro-optique auquel on applique une tension qui permet de changer légèrement la fréquence du faisceau. Toutefois cette méthode utilise un modulateur électro-optique qui est assez couteux. et dans certain cas, elle impose un séquençage de l'expérience.

### La méthode Hänsch et Couillaud

La méthode utilisée sur l'expérience est la méthode dite d'Hansch et Couillaud (Hansch and Couillaud, 1980). Contrairement à la méthode de PDH, elle nécessite uniquement l'utilisation d'un cube séparateur de polarisation (PBS) et d'une lame quart d'onde ($\lambda/4$). De plus, la mesure peut se faire de façon continue.

Le principe, décrit dans l'article (Hansch and Couillaud, 1980), est le suivant : lorsque la lumière effectue un tour dans une cavité, la polarisation de cette dernière se retrouve légèrement changée (dans l'article original, les auteurs placent un

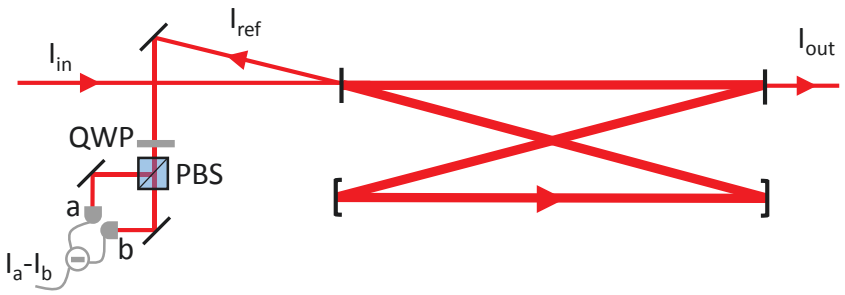



FIGURE 2.15 – Représentation d'une cavité utilisant la méthode de Hansch et Couillaud. PBS : cube séparateur de polarisation ; QWP : lame quart d'onde.

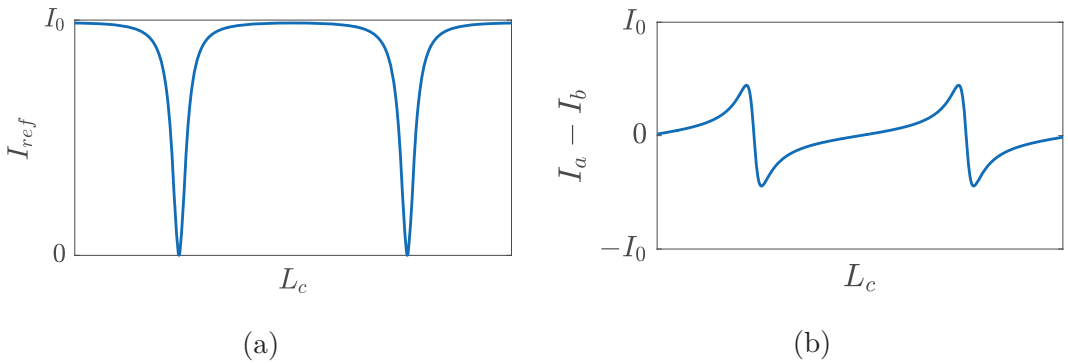



FIGURE 2.16 – Signal théorique réfléchi par la cavité (a) et obtenu par la méthode d'Hansch et Couillaud (b) en fonction de la longueur de la cavité. Le signal (b) permet d'asservir la longueur de cette dernière.

polariseur dont l'angle passant est légèrement différent de celui de la polarisation initiale), ce changement de polarisation va se répercuter sur les interférences du signal réfléchi par le miroir d'entrée de la cavité. Si on mesure le signal réfléchit, nous allons voir un signal de réflexion classique (figure 2.16(a) ), en revanche, si nous faisons interférer les différentes polarisations à l'aide d'une lame quart d'onde et d'un PBS (représenté sur la figure 2.16(b), le signal obtenu correspond bien à un signal d'erreur passant par 0 lorsque tout la puissance est transmise dans la cavité. On peut donc asservir la phase de la cavité sur ce signal et maximiser la transmission de la cavité.

Cette méthode possède cependant deux inconvénients. Le premier est qu'elle ne permet pas d'asservir une fréquence sur une bande d'absorption d'un gaz. La deuxième est que le signal d'erreur est moins pentu qu'un signal obtenu par la méthode de PDH, cependant, ce signal peut être aisément amplifié. Dans notre cas, il nous faut même l'atténuer afin de ne pas faire résonner le système d'asservissement.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, qui clôt la partie théorique de cette thèse, nous avons réalisé un tour d'horizon des propriétés des cavités. Ces notions nous seront utiles tout au long de ce manuscrit.

# Deuxième partie

# Génération d'états chat de Schrödinger optiques

# Chapitre 3

# Le protocole de croissance

## Sommaire


3.1 Le bit quantique . . . . . **53**

3.2 Génération d'états chats de Schrödinger optiques . . . . . **56**

3.2.1 État de l'art . . . . . 56

3.2.2 Utilité d'un protocole itératif . . . . . 59

3.3 Le protocole de breeding . . . . . **60**

3.3.1 Le breeding . . . . . 60

3.3.2 Itération du protocole . . . . . 62

3.4 Conclusion . . . . . **63**


Ce chapitre porte sur la génération d'états non-classique de la lumière, plus précisément sur la génération d'états chats de Schrödinger optiques. Nous allons commencer par une rapide introduction sur l'information quantique et les variables continues, nous poursuivrons par un état de l'art des états chats de Schrödinger optiques. Enfin, nous présenterons le protocole utilisé sur notre expérience : le protocole de breeding.

## 3.1 Le bit quantique

Afin de pouvoir réaliser des protocoles d'informations quantiques, il faut pouvoir remplacer le « bit classique »par le « bit quantique », appelé qubit. De manière générale, un qubit est défini comme suit :

$$|\text{Qubit}\rangle = \frac{1}{N}\left(a_0 |0\rangle + a_1 e^{i\theta} |1\rangle\right) \tag{3.1}$$

où $N = \sqrt{a_0^2 + a_1^2}$ est un facteur de normalisation, $a_0$ et $a_1$ sont les *poids* des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$, $\theta$ représente la phase entre ces deux états. Évidemment, le qubit sera différent en fonction du système et de la description utilisée. Il existe un grand nombre de systèmes (ou plateformes) qui permettent d'obtenir des qubits comme les ions

(Leibfried et al., 2003), les atomes neutres (Ebert et al., 2015), les photons (Ourjoumtsev et al., 2006b), les supraconducteurs (Chiorescu, 2003), etc... Nous nous concentrons ici sur l'utilisation des photons. Pour des raisons de facilité d'écriture et de lecture, nous fixerons les valeurs suivantes : $a_0 = 1$, $a_1 = 1$ et $\theta = 0$, ce qui nous donne l'écriture suivante : $|\text{Qubit}\rangle = \frac{|0\rangle+|1\rangle}{\sqrt{2}}$.

**Les variables discrètes**

Avec les variables discrètes, le qubit est codé sur le nombre de photons dans un ou plusieurs modes. Comme il est difficile de compter le nombre de photons d'un état, les états généralement utilisés sont le vide et le photon unique. L'image la plus directe du qubit est bien entendu celle de la superposition du vide et d'un photon unique : $\frac{|0\rangle+|1\rangle}{\sqrt{2}}$, mais ces deux états étant difficilement séparables, il sont compliqués à utiliser. En effet, pour pouvoir séparer un état de vide et un état à un photon, il faut nécessairement avoir de très bonnes efficacités. Cependant, quantité de méthodes permettent d'obtenir un qubit avec un photon, chacune d'elles jouant sur des propriétés ou modes différents de la lumière :

- l'utilisation de la polarisation : on utilise les polarisations horizontales ($|H\rangle$) et verticales ($|V\rangle$) d'un photon, le qubit s'écrit : $\frac{|H\rangle+|V\rangle}{\sqrt{2}}$. Ces états peuvent être directement obtenus en polarisant un photon unique à 45° de axes V et H,

- l'intrication énergie-temps : en faisant traverser un photon dans un interféromètre de Mach-Zender où la longueur des deux bras sont différentes, le photon aura deux temps de sortie différents : en avance ($|a\rangle$) et en retard ($|r\rangle$), on obtient ainsi l'état $\frac{|a\rangle+|r\rangle}{\sqrt{2}}$,

- les fréquences : la superposition se note : $\frac{|\nu_1\rangle+|\nu_2\rangle}{\sqrt{2}}$. Il est aussi possible de les produire par effet paramétrique,

- les moments orbitaux du photon : ils peuvent être obtenus avec des masques de phases par exemple.

**Les variables continues**

Pour les variables continues, le qubit ne peut pas être encodé sur le nombre de photons. Comme les distributions de probabilités du vide et des états de Fock se superposent en partie, il est généralement impossible de séparer les deux cas par une mesure. Sur la figure 3.1, sont tracées les distributions de probabilités du vide et d'un état à un photon. Comme on peut le voir la seule façon d'être sûr de savoir de quel état provient notre mesure, c'est de mesurer la valeur 0, cette dernière ne pouvant venir que du vide [1].

Il nous faut donc définir un nouveau qubit pour les variables continues. Ce qubit est l'état chat de Schrödinger optique, cet état a été présenté dans le premier chapitre 1.2.2.2, sa fonction de Wigner est représentée sur la figure 3.2. Cet état est la superposition de deux états cohérents de phases opposées notés :

1. Une mesure très grande devant la largeur à mi-hauteur du vide permet de différencier aussi les deux états, mais la probabilité de mesurer une telle valeur est extrêmement faible.

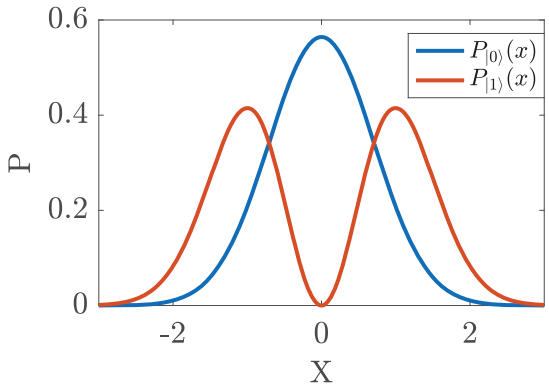



FIGURE 3.1 – Distributions de probabilités du vide (courbe bleue) et d'un état de Fock à un photon (courbe rouge). Seule la valeur 0 permet de différencier parfaitement les deux cas.

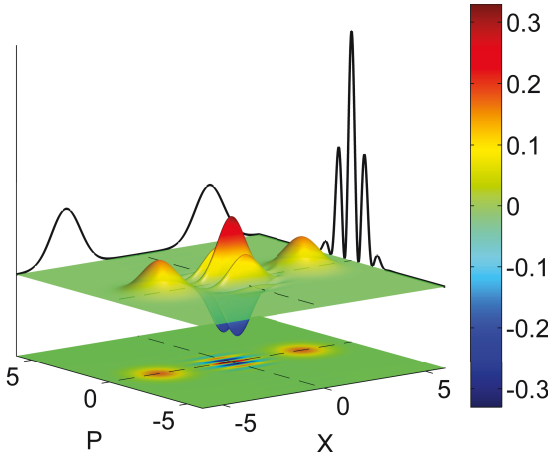
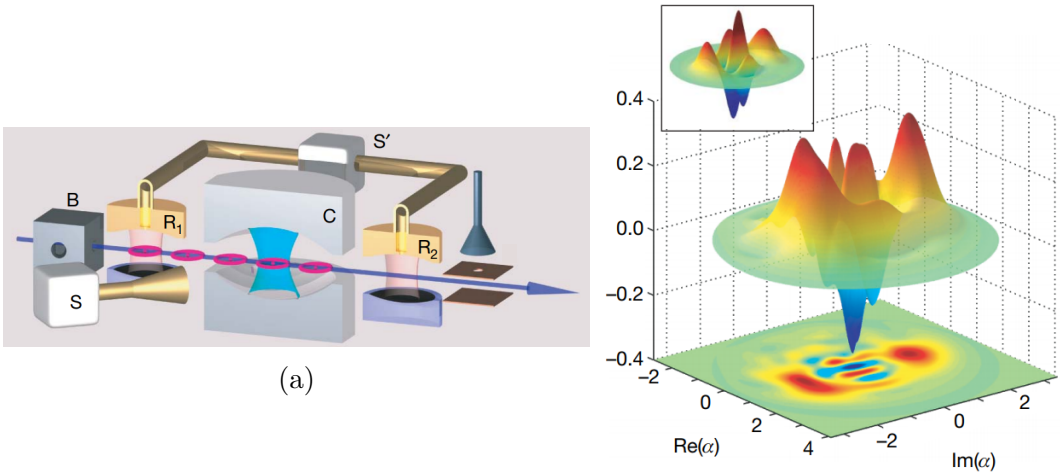



FIGURE 3.2 – Fonction de Wigner d'un état chat de Schrödinger pair d'amplitude $\alpha = 2.5$.

$$|\text{Qubit}\rangle = \frac{1}{N}\left(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle\right) \tag{3.2}$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.2, si l'on effectue une mesure homodyne selon l'axe des X, on peut déterminer en une seule mesure l'état dans lequel se trouve notre qubit. Il suffit pour cela que les états cohérents soient suffisamment intenses, c'est-à-dire, que les deux pics gaussiens de l'état soient suffisamment éloignés de 0. L'expression du recouvrement entre les deux pics est : $|\langle\alpha|-\alpha\rangle|^2 = e^{-4\alpha^2}$, cette valeur diminue donc extrêmement rapidement avec $\alpha$. Sur l'exemple de la figure 3.2, nous avons $\alpha = 2.5$, ce qui nous donne un recouvrement $|\langle\alpha|-\alpha\rangle|^2 < 10^{-11}$.

L'avantage des variables continues est double. Comme les détections homodynes utilisent des photodiodes classiques, il est possible d'atteindre de très hautes efficacités quantiques sans avoir à utiliser des températures cryogéniques. De plus, à l'inverse des détecteurs de photons, il est possible de définir un degré de confiance envers notre mesure : si en mesurant le champ électrique, on obtient une valeur proche de zéro, les probabilités que cette valeur vienne du mauvais état cohérent augmente. Si cette probabilité devient trop élevée, il suffit alors de décréter que




(a) (b)

FIGURE 3.3 – Chat de Schrödinger obtenu dans le groupe de Serge Haroche en utilisant des cavité micro-ondes ($\alpha = 1.9$)(Deléglise et al., 2008). (a) Schéma de l'expérience réalisée ; (b) Fonction de Wigner de l'état obtenu

cette mesure est non-conclusive et de l'oublier. A l'inverse, si la valeur mesurée est très élevée, on peut connaître avec certitude notre état. On peut de cette façon définir un degré de confiance sur notre mesure, ce qui n'est pas possible avec des détecteurs de photons.

Ces avantages ont rendu les états chats de Schrödinger hautement populaires dans de nombreux domaines : pour réaliser des calculs quantiques (Jeong and Kim, 2002; Lloyd and Braunstein, 1999; Lund et al., 2008; Ralph et al., 2003), des codes correcteurs d'erreurs (Cochrane et al., 1999), des expériences de métrologies (Facon et al., 2016; Joo et al., 2011; Munro et al., 2002; Ralph, 2002) ou encore de la cryptographie quantique (Brask et al., 2010; Lee and Jeong, 2013; Sangouard et al., 2010; Silberhorn et al., 2002).

Si les états chats sont très séduisants pour réaliser des protocoles quantiques, ils possèdent cependant un inconvénient majeur : ils sont difficiles à produire. Leur génération fait l'objet de la section suivante. De plus, les protocoles utilisant ces états nécessitent de faire des mesures de parités (i.e. distinguer les états $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$ et $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$). Avec une détection homodyne, la probabilité d'obtenir une mesure permettant de différencier ces états est faible, l'alternative est d'utiliser des détecteurs de types TES capables de compter les photons d'un états.

## 3.2 Génération d'états chats de Schrödinger optiques

### 3.2.1 État de l'art

Depuis la première proposition d'un protocole de génération d'états chats de Schrödinger en 1986 (Yurke and Stoler, 1986), beaucoup d'expériences ont vu le jour permettant de créer de tels états. Dans cette partie, nous allons voir les principales

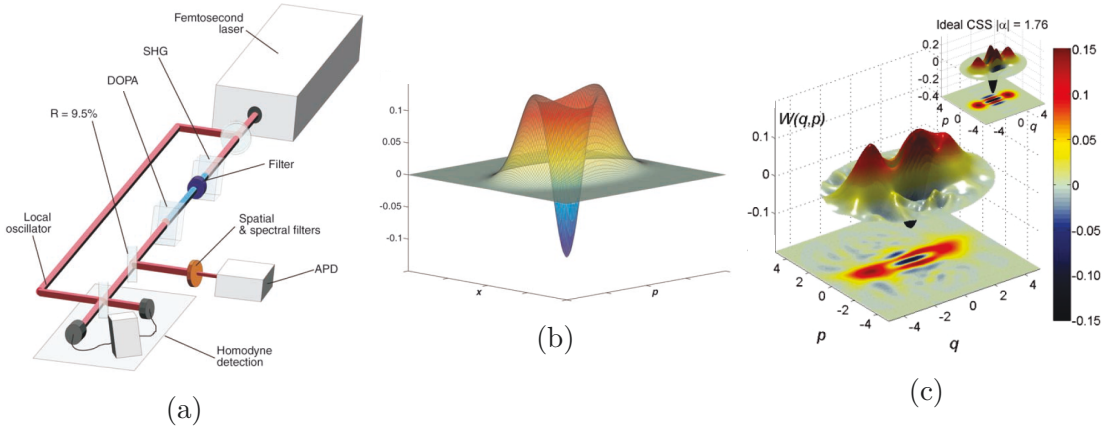



FIGURE 3.4 – États chats de Schrödinger obtenus à partir d'états de vide comprimés monomodes. (a) et (b) Schéma et fonction de Wigner du chaton de Schrödinger publiés dans (Ourjoumtsev et al., 2006b) ; (c) Chat de Schrödinger obtenu par le même principe (Gerrits et al., 2010) mais en soustrayant 3 photons de l'état initial.

méthodes permettant de les générer.

La première méthode proposée pour produire des états chats a été d'utiliser des effets non-linéaires d'ordre 3 ou supérieur (d'ordre n où n est impair) (Yurke and Stoler, 1986), mais de tels effets non-linéaires se sont révélés impossible à obtenir en laboratoire, les puissances nécessaires étant beaucoup trop importantes.

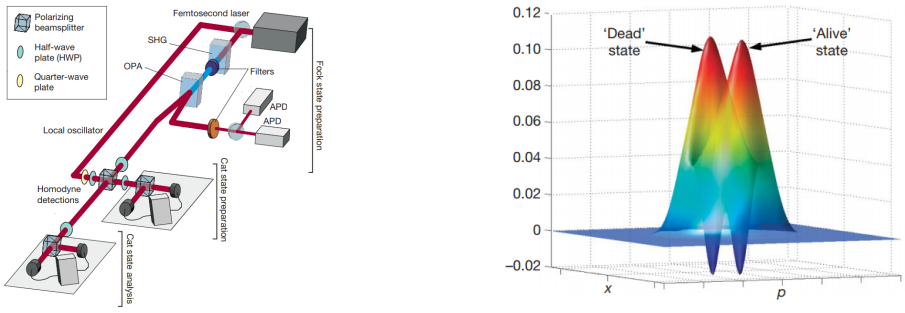
### Cavités

Une solution pour contourner ce problème est d'utiliser des cavités pour stocker la lumière et de contrôler l'état de la cavité avec des atomes. Il est alors possible d'accroître les interactions et d'obtenir des effets non-linéaires importants (Turchette et al., 1995; Vogel et al., 1993). Des états de fortes amplitudes ($\alpha = 1.9$) ont ainsi pu être observés (Deléglise et al., 2008), ils sont représentés sur la figure 3.3. Mais ces états sont piégés à l'intérieur de cavité, ils ne peuvent par conséquent pas être utilisés pour les protocoles de communications quantiques, de plus, leurs temps de vie reste relativement court, ce qui limite leurs applications en information quantique.

### Espace libre

En espace libre, comme il est impossible d'utiliser la méthode précédente, il a fallu développer d'autres techniques. Ces dernières reposent sur l'intrication et les mesures projectives. Toute la difficulté consiste à utiliser un état intriqué qui, lorsque nous lui extrayons une certaine information, donne l'état désiré. Le désavantage de ces méthodes est qu'elles sont toutes conditionnelles et ont donc des probabilités de succès limités. Les différentes méthodes mises en œuvre peuvent être séparées en deux catégories : l'une a pour brique de base des états squeezés et l'autre des états de Fock.

**Vide squeezé monomode** La première réalisation expérimentale d'états chats en espace libre a été publiée en 2006 à l'Institut d'optique (Ourjoumtsev et al., 2006b). La méthode (représentée sur la figure 3.4(a) et (b)) consiste à extraire un




(a) (b)

FIGURE 3.5 – Chat de Schrödinger obtenu à l'institut d'optique en utilisant le conditionnement homodyne (Ourjoumtsev et al., 2007). (a) Schéma de l'expérience réalisée ; (b) fonction de Wigner de l'état obtenu.

photon d'un état squeezé. On obtient ainsi un état proche d'un état chat, dont amplitude est très faible ($\alpha < 1$), il a pour cela été qualifié de chaton de Schrödinger (Ourjoumtsev et al., 2006b).

En appliquant la même méthode, mais en soustrayant jusqu'à trois photons grâce à l'aide d'un détecteur TES, des états chats de plus fortes amplitudes (figure 3.4(c)) ont été produits dans le groupe d'Emmanuel Knill (Gerrits et al., 2010). Cependant, le faible nombre de photons contenu dans l'état de vide comprimé initial rend les probabilités de détecter plusieurs photons extrêmement faibles. Ce qui donne des taux de productions difficilement utilisables : environ 18 coïncidences par heure.

**État de Fock** Par la suite, d'autres méthodes ont été développées pour produire ces états. Elles reposent sur la génération d'états de Fock, ces états sont issus d'un vide comprimé bimode (1.2.1.4).

La première méthode consiste à envoyer un état de Fock à N photons sur une lame semi-réfléchissante, on obtient ainsi un état intriqué séparé spatialement. Si l'on effectue une mesure homodyne sur l'une des voies de sortie de la lame (figure 3.5(a)), et que cette mesure donne une certaine valeur, on peut obtenir un état chat de Schrödinger. Ce principe, qui sera détaillé dans la section suivante, utilise le fait que l'on ne puisse pas différencier les états de Fock avec des détections homodynes. Ainsi, pour une valeur donnée, on ne peut pas savoir avec certitude de quel état provient la mesure. Cette incertitude projette donc l'état final dans une superposition d'état de Fock. Le poids des différents états de Fock obtenus dépendent du recouvrement des fonctions de Wigner de ces états pour la valeur mesurée. Ce protocole a été réalisé avec un état de Fock à deux photons en 2007 (figure 3.5) à l'institut d'optique (Ourjoumtsev et al., 2007).

La deuxième méthode a été réalisée en 2011 dans le groupe d'Alexander Lvovsky (Bimbard et al., 2010). Un schéma de cette méthode est représenté sur la figure 3.6. Dans cette méthode tout se joue sur les détecteurs qui conditionnent la création des états de Fock. Si l'on place un miroir qui transmet légèrement la lumière juste avant le détecteur et que l'on envoie un signal cohérent de faible amplitude sur la deuxième voie d'entrée de ce miroir, lorsqu'un détecteur clique, il est impossible de déterminer l'origine du photon avec certitude (il peut avoir été produit par le cristal ou provenir de l'état cohérent). Cette incertitude va créer une superposition

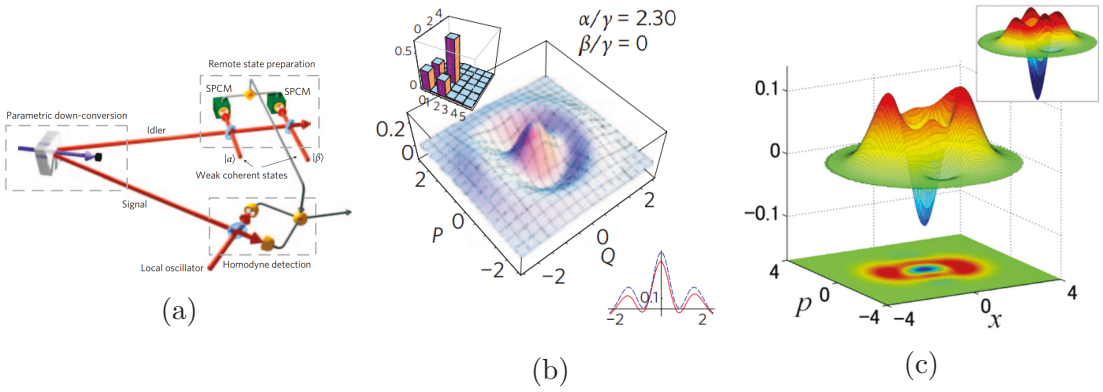



FIGURE 3.6 – Utilisation du conditionnement APD pour la formation de la superposition d'états cohérents. (a) et (b) : schéma et fonction de Wigner publiée dans le groupe d'Alexander Lvovsky au Canada (Bimbard et al., 2010) ; (c) : fonction de Wigner d'un état chat obtenu à Tokyo dans le groupe de d'Akira Furusawa en 2013 (Yukawa et al., 2013).

sur l'état obtenu dans la voie signal du cristal. Cette méthode a été réalisée dans le groupe de Akira Furusawa avec trois détecteurs (Yukawa et al., 2013), permettant d'inclure des états qui ont jusqu'à trois photons.

Pour plus de clarté, les différents états produits sont résumés dans la table 3.1.

| **Lieu** | **Année** | $\mathbf{f_{prod}}$ | $\alpha$ | **F** | **s** | **Esp. Libre** | **Papier** |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| LCF Palaiseau | 2006 | 140 Hz | 0.89 | 70 % | 0.56 | ✓ | (Ourjoumtsev et al., 2006b) |
| LCF Palaiseau | 2007 | 7 Hz | 1.61 | 41 % | 3.5dB | ✓ | (Ourjoumtsev, 2007) |
| LKB Paris | 2008 | | 1.9 | 72 % | 1 | ✗ | (Deléglise et al., 2008) |
| IQIS Calgary | 2010 | 20-200 Hz | 0.6 | 95 % | 1 | ✓ | (Bimbard et al., 2010) |
| NIST Boulder | 2010 | 16 $H^{-1}$ | 1.76 | 59 % | 1 | ✓ | (Gerrits et al., 2010) |
| DAP Tokyo | 2013 | 1.5 Hz | 1.3 | 60 % | 1 | ✓ | (Yukawa et al., 2013) |

TABLE 3.1 – Récapitulatif des différents états chats de Schrödinger optiques produits.

### 3.2.2 Utilité d'un protocole itératif

Comme nous avons pu le constater, au cours de la dernière décennie, un grand nombre de protocole a été réalisé dans le but de produire des états chats. En espace

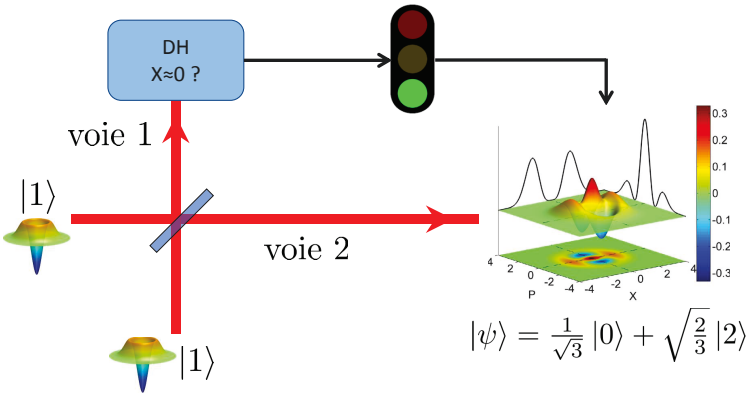



FIGURE 3.7 – Principe de l'expérience proposée, deux photons uniques indiscernables sont envoyés simultanément sur une lame semi-réfléchissante. Un conditionnement homodyne en 0 permet d'obtenir un état proche d'un état chat de Schrödinger.

libre, toutes ces méthodes possèdent pourtant un obstacle important : le nombre de photons de l'état de départ nécessaire croît avec l'amplitude de l'état désiré. Comme ces états proviennent d'effets non-linéaires, la probabilité de création des états de Fock décroît fortement avec le nombre de photons contenus dans l'état ; les taux de productions deviennent donc extrêmement faibles.

Pour palier à ce problème plusieurs solutions ont été proposées. Elles consistent à produire des états quantiques par des méthodes itératives. Soit par soustraction de photons (Dakna et al., 1999; Fiurášek et al., 2005; Lund et al., 2004), soit par conditionnement homodyne (Etesse et al., 2014).

L'approche de la plupart de ces protocoles est la suivante : plutôt que d'attendre l'arrivée d'un évènement rare une fois, il suffit de réaliser plusieurs fois un protocole (simple) dont la chance de succès est bien supérieure. L'avantage de ces méthodes itératives est qu'en les combinant avec des mémoires quantiques, on peut généralement augmenter les probabilités de succès. La section suivante consiste à étudier le protocole dit de breeding, proposé dans l'article suivant (Etesse et al., 2014). La réalisation de ce protocole fera l'objet du chapitre suivant.

## 3.3 Le protocole de breeding

### 3.3.1 Le breeding

Dans cette section, nous allons détailler le fonctionnement de la première étape du protocole proposé dans (Etesse et al., 2014). Le principe, représenté sur la figure 3.7, est relativement simple, ils consiste à envoyer deux états de Fock à un photon sur une lame semi-réfléchissante : si les deux photons sont indiscernables et parfaitement synchronisés, on obtient en sortie de la lame le fameux état Hong-Ou-Mandel (Hong et al., 1987). Si l'on effectue une mesure homodyne sur un des deux bras de sortie de la lame semi-réfléchissante, et que cette mesure est suffisamment proche de zéro, on projette alors l'état sur l'autre voie dans la superposition suivante :

$$|\psi_{cond}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|2\rangle \approx 0.58\,|0\rangle + 0.81\,|2\rangle \tag{3.3}$$

Cet état a une fidélité de F=99 % avec un état chat d'amplitude $\alpha = 1.63$ comprimé d'un facteur s= 1.52 qui s'écrit dans la base de Fock :

$$|\psi_{Chat,th}\rangle = 0.61\,|0\rangle + 0.79\,|2\rangle + 0.02\,|4\rangle + ... \tag{3.4}$$

où les termes suivants peuvent être négligés.

Pour que la probabilité de succès de l'opération ne soit pas nulle, il faut avoir une certaine tolérance sur la valeur de conditionnement. Cette valeur ne doit pas non plus être trop grande au risque de réduire la fidélité entre l'état obtenu et l'état chat théorique. Sur l'expérience, cette valeur a été fixée à $|X_{DH}| < 0.2$, elle a été déterminée expérimentalement afin de maximiser la probabilité de succès sans détériorer la fidélité de l'état.

**Cas général**

Nous allons ici donner une démonstration rapide de ce résultat. Pour une lame semi-réfléchissante 50 : 50 (R=T=0.5), nous obtenons l'état bimode suivant :

$$|1,1\rangle \xrightarrow{BS} |\psi_{HOM}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_1,2_2\rangle + |2_1,0_2\rangle\right) \tag{3.5}$$

où les indices 1 et 2 désignent les deux voies de sortie de la lame semi-réfléchissante (figure 3.7)).

Si l'on place une détection homodyne sur la voie 1, et qu'elle mesure une valeur du champ nulle, on projettera l'état $|\psi_{HOM}\rangle$ sur l'état $|x_1 = 0\rangle$, ce qui donnera sur la voie 2 après normalisation de l'état :

$$|\psi_2\rangle = \alpha\,|0\rangle + \beta\,|2\rangle \tag{3.6}$$

avec : $\alpha = \langle x = 0|2\rangle / N$, $\beta = \langle x = 0|0\rangle / N$ et $N$ est un facteur de normalisation tel que $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Comme la phase relative entre $\alpha$ et $\beta$ revient à faire tourner la fonction de Wigner dans l'espace des quadratures, on pourra supposer ces quantités réelles sans perte de généralité.

En introduisant les densités de probabilité $P_{|0\rangle}(x)$ et $P_{|2\rangle}(x)$ pour les états à 0 et à 2 photons, représentées sur la figure 3.8 (a), on pourra écrire :

$$\beta^2 = \frac{\mathrm{P}_{|0\rangle}(x)}{\mathrm{P}_{|0\rangle}(x) + \mathrm{P}_{|2\rangle}(x)} \quad ; \quad \alpha^2 = \frac{\mathrm{P}_{|2\rangle}(x)}{\mathrm{P}_{|0\rangle}(x) + \mathrm{P}_{|2\rangle}(x)} \tag{3.7}$$

$$|\psi_2\rangle = \alpha\,|0\rangle + \beta\,|2\rangle \tag{3.8}$$

où $\alpha = \sqrt{P_{|2_1\rangle}} = \sqrt{1 - P_{|0_1\rangle}}$ et $\beta = \sqrt{P_{|0_1\rangle}}$.

**Superposition arbitraire**

La fonction $\mathrm{P}_{|0_1\rangle}$ est continue et prend valeur dans $[0,1]$, ainsi, le théorème des valeurs intermédiaires nous dit que nous pouvons obtenir n'importe quelle superposition des deux états $|0\rangle$ et $|2\rangle$.

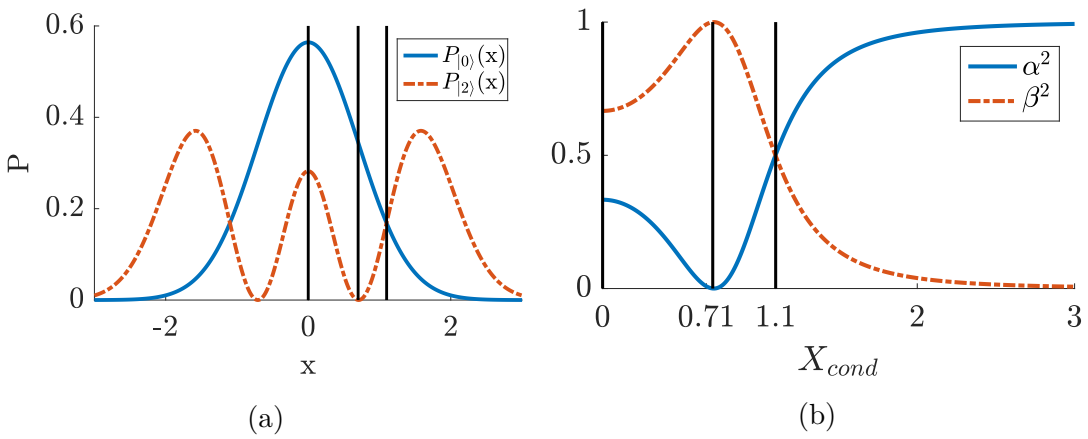



FIGURE 3.8 – (a) Représentation des distributions de probabilités du vide et d'un état de Fock à deux photons. (b) Valeurs des coefficients $\alpha^2$ et $\beta^2$ en fonction de la valeur obtenue x par le conditionnement homodyne. Les traits pleins verticaux représentent les cas discutés : x=0, x=0.71, x=1.1.

Sur la figure 3.8(b) sont représentés les fonctions $\alpha^2$ et $\beta^2$ qui représentent les proportions des états $|0\rangle$ et $|2\rangle$ dans notre état final.

Comme toujours, des exemples permettront de mieux comprendre. Dans un premier temps, admettons que la valeur obtenue par la mesure homodyne soit x=0.71, la distribution de probabilité de l'état à deux photons étant nulle pour cette valeur (figure 3.8(a)), cette mesure ne peut venir que du vide. Ceci implique que la mesure a projeté l'état final sur un état de Fock à deux photons : $|2\rangle$.

De la même façon, supposons maintenant que la valeur mesurée soit x=1.1. Comme on peut le voir sur la figure 3.8(a), cette mesure à la même probabilité de venir du vide que d'un état à deux photons. Ainsi, l'état obtenu après la mesure est l'état suivant : $|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |2\rangle)$.

Si maintenant, nous mesurons la valeur x=0, nous avons $P_{|0_1\rangle}=\frac{2}{3}$, ce qui nous donne l'état suivant sur la voie 2 :

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|2\rangle \tag{3.9}$$

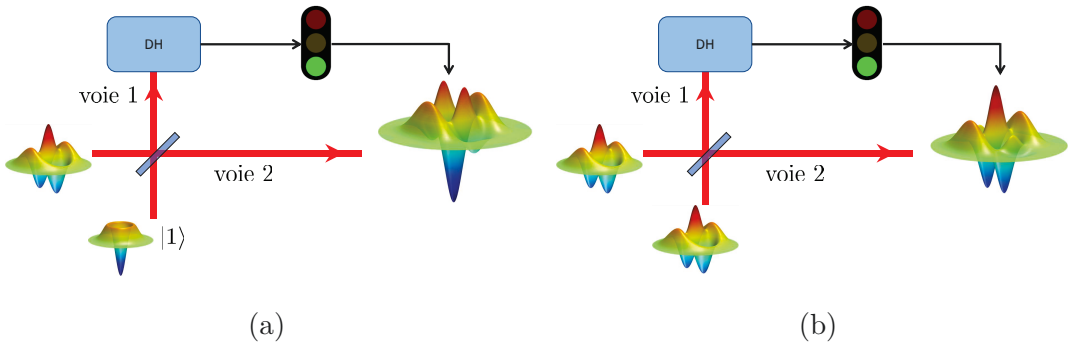
Ce qui correspond à l'état que nous souhaitions obtenir [2].

### 3.3.2 Itération du protocole

Il a été montré dans (Etesse et al., 2014) que l'on peut itérer ce protocole afin de faire grossir notre état initial étape par étape.

Dans un premier temps, cette itération peut être faite de manière linéaire (ou en série), ce qui consiste à ajouter un photon unique sur l'état obtenu en sortie (figure 3.9(a)). Le protocole peut aussi être réalisé en parallèle (figure 3.9(b)). Dans

2. Il est aussi possible d'obtenir la superposition recherchée lorsque la valeur mesurée est 1. Cependant, ce conditionnement est moins intéressant. Comme on peut le voir sur la figure 3.8(b), la dérivée de la fonction $\sqrt{P_{|0\rangle_1}}$ est plus importante pour x=1 que pour x= 0, le conditionnement doit donc être plus resserré afin que les états aux extrémités du conditionnement ne soient pas trop éloignés de l'état désiré.




(a) (b)

FIGURE 3.9 – Schéma de l'itération du protocole de breeding en série (a) et en parallèle (b).

ce cas, on envoie dans les deux voies d'entrées un état chat obtenu à partir de deux photons uniques en amont.

Dans les deux cas, l'état tendra vers un chat d'amplitude $\alpha = \sqrt{n}$ (ou n est le nombre de photons injecté initialement) et de paramètre de compressions s=$\sqrt{2}$. On peut noter aussi que la fidélité de l'état produit tend vers 100 % avec n. Cependant, l'amplitude des états augmente beaucoup plus rapidement lorsque l'on parallélise le protocole.

Comme la génération des photons uniques et le protocole de breeding sont probabilistes, les taux de productions chutent extrêmement rapidement. Nous allons voir dans le chapitre suivant que ce problème complique grandement l'itération du protocole.

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait un état de l'art des états chats de Schrödinger produits dans différents groupes lorsque cette thèse a débuté [3]. Nous avons ensuite vu en détail la première étape du protocole de breeding. Le chapitre suivant concerne la réalisation expérimentale de cette étape.

3. Plusieurs groupes ont réussi à produire des états chats au court de cette thèse. Pour plus de clarté, ces expériences seront présentées dans le chapitre suivant.

# Chapitre 4

# Les paramètres de l'expérience

## Sommaire


4.1 La source laser et sa caractérisation . . . . . **68**
4.1.1 Le MIRA 900 . . . . . 68
4.1.2 La cavité laser . . . . . 69
4.1.3 Le cavity dumper . . . . . 69
4.1.4 Diagnostic du faisceau et stabilisation du pointé . . . . . 70
4.2 La génération de seconde harmonique . . . . . **71**
4.2.1 Le cristal . . . . . 71
4.2.2 Utilisation du « frigo » . . . . . 71
4.2.3 Choix de la taille du cristal . . . . . 72
4.3 L'amplification paramétrique . . . . . **74**
4.4 Production de photon unique . . . . . **76**
4.4.1 Le conditionnement . . . . . 76
4.4.2 Le filtrage spectral . . . . . 77
4.4.3 Implémentation expérimentale . . . . . 78
4.5 Le protocole de croissance (*breeding*) . . . . . **79**
4.6 Les détections homodynes . . . . . **80**
4.6.1 Implémentation expérimentale . . . . . 81
4.6.2 Montage électronique . . . . . 81
4.6.3 Calibrations des DHs . . . . . 82
4.6.4 Caractérisation des pertes . . . . . 83
4.6.5 Acquisition des données . . . . . 84
4.7 Asservissement de la phase . . . . . **84**
4.7.1 Asservissement . . . . . 84
4.7.2 Mesure de la phase . . . . . 86
4.8 Conclusion . . . . . **87**

Dans ce chapitre, nous allons aborder la réalisation du protocole de *breeding* présenté au chapitre précédent. Cette expérience n'étant pas le cœur de cette thèse, nous ne nous attarderons pas sur certains détails, qui sont décrits dans la thèse de mon prédécesseur (Etesse, 2014). Cependant, la majeure partie des outils expérimentaux présentés ici seront utilisés dans le reste du manuscrit.

L'expérience est schématisée sur la figure 4.1, elle est divisée en 6 blocs, chacun de ces blocs sera explicité dans la section qui porte le même numéro. Comme le schéma l'indique, l'expérience peut être résumée en 7 étapes distinctes :

① la création des pulses avec notre laser,

② le doublage de fréquence du faisceau,

③ la formation des paires de photons,

④ la détection de la formation des paires (première étape de conditionnement),

⑤ la formation de notre état intriqué,

⑥$_a$ le conditionnement du breeding ($x \simeq 0$) avec notre première détection homodyne,

⑥$_b$ la mesure de l'état produit avec une deuxième détection.

Le schéma détaillé de la figure 4.2 représente l'expérience telle qu'elle était montée dans le laboratoire. Afin de faciliter la compréhension des différentes étapes, nous ferons régulièrement référence à ce schéma ainsi qu'aux numérotations des différentes étapes de la figure 4.1 (qui sont aussi représentées sur le schéma détaillé).

Avant d'expliciter chacune des étapes, il est nécessaire de commencer par décrire plus précisément l'expérience.

On effectue tout d'abord 3 prélèvements du faisceau laser ①, afin de le caractériser et d'asservir son pointé. Ensuite le faisceau est de nouveau séparé en deux (en amont de la partie SHG). Une partie nous servira pour l'alignement des amplificateurs paramétriques optiques (OPAs) et l'oscillateur local, tandis que l'autre sera doublé en fréquence dans la partie ② grâce à l'utilisation d'un cristal de $KNbO_3$. La partie du faisceau IR non-doublé servira ultérieurement pour asservir la phase du faisceau.

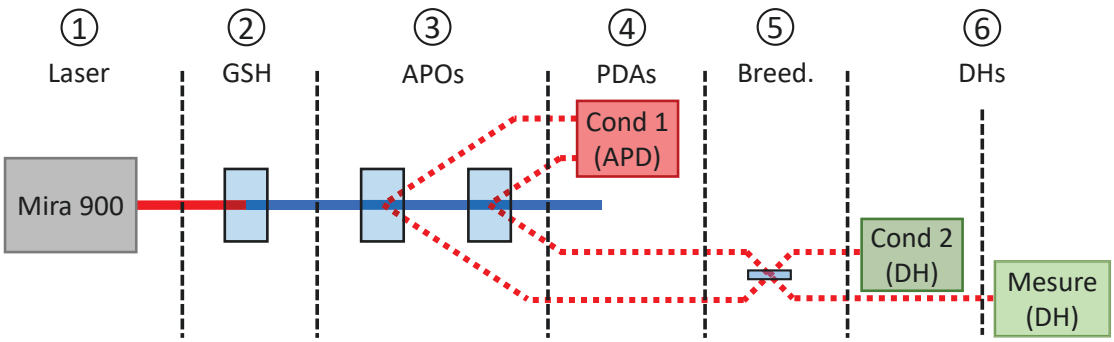



FIGURE 4.1 – Schéma de l'expérience de breeding.

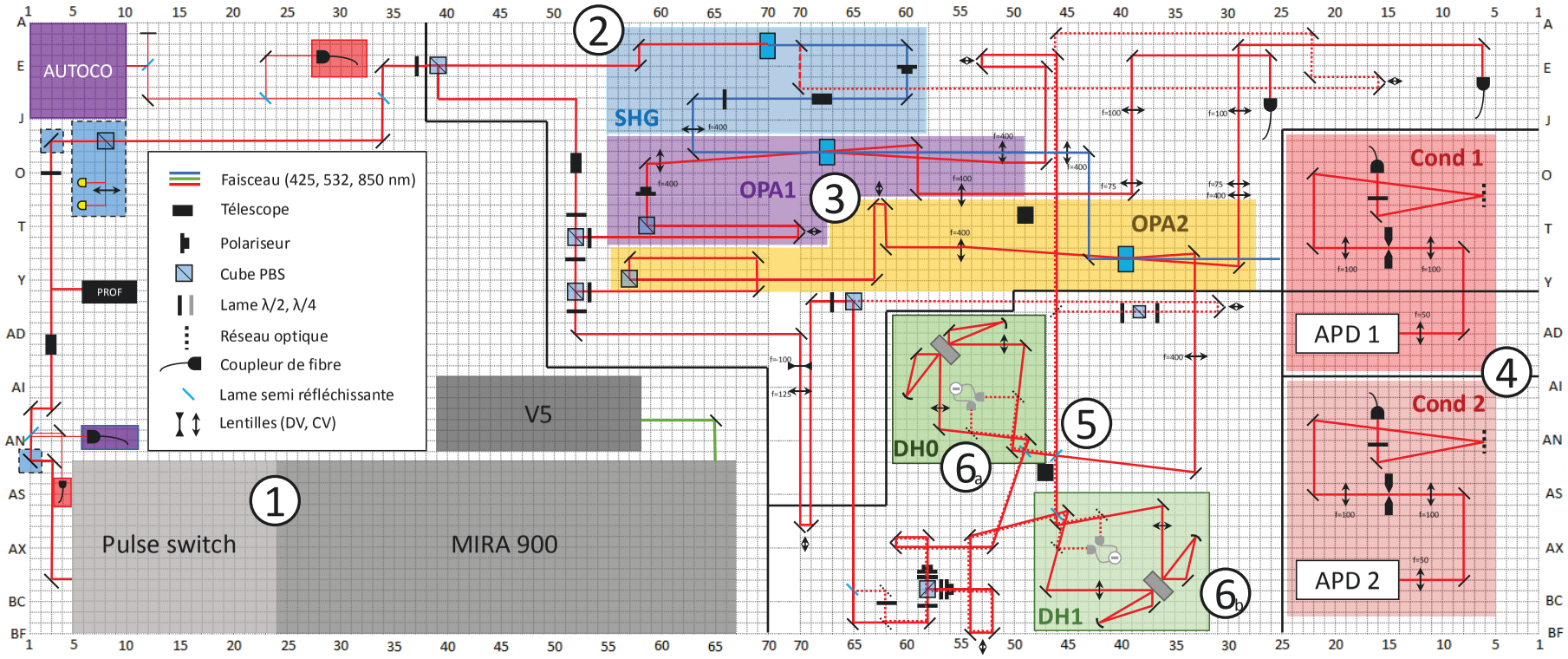



FIGURE 4.2 – Schéma détaillé de l'expérience de breeding

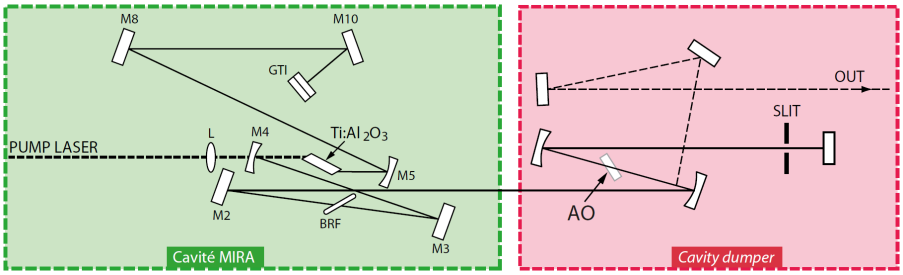



FIGURE 4.3 – Schéma du laser en configuration picoseconde avec *Cavity dumper*.

Le faisceau bleu obtenu est envoyé à travers deux nouveaux cristaux de $KnBO_3$ ③ afin de produire des paires de photons. Pour chaque cristal, les paires de photons sont générées de façon non-colinéaires. Les photons créés dans les voies sondes sont couplés dans deux fibres optiques, puis filtrés spectralement avant d'être détectés par des APDs (une par voie) : ④ . Lorsque les deux APDs détectent un photon simultanément, les états des voies idlers des deux cristaux sont projetés sur des photons uniques :$|1\rangle$. Ces deux états sont synchronisés sur une lame semi-réfléchissante, ce qui nous donne en sortie l'état Hong-Ou-Mandel ⑤ nécessaire au protocole.

Sur une des voies de sortie de la lame, nous avons une première détection homodyne. Elle servira de conditionnement pour la formation des états chats ⑥$_a$. Lorsque nous mesurons la valeur $x \simeq 0$, la deuxième voie de sortie se retrouve projetée sur un état chat de Schrödinger, ce dernier enfin est mesuré avec une deuxième détection homodyne ⑥$_b$. Afin de caractériser complètement l'état produit, il nous faut mesurer les distributions de probabilités selon plusieurs phases, et un système d'asservissement de la phase entre les deux détections est donc nécessaire. Ce système en pointillés sur la figure 4.2 sera abordé dans la dernière section.

## 4.1 La source laser et sa caractérisation

### 4.1.1 Le MIRA 900

La source laser utilisée au cours de cette thèse est un laser pulsé *MIRA Optima 900-D* de la compagnie *Coherent*. Le principe des lasers impulsionnels a déjà été explicité dans la section 2.2.1, il ne sera pas abordé ici. Le *MIRA-900D* est un laser pouvant produire des impulsions picosecondes ou femtosecondes selon la configuration utilisée. Sur l'expérience, il est utilisé dans la configuration picoseconde, ce qui donne des puissances crêtes plus faibles qu'en régime femtoseconde, mais permet de s'affranchir des problèmes liés à la GVD (group velocity dispersion).

Le schéma de notre laser est représenté sur la figure 4.3 : il est composé d'un cristal de Titane-Saphir (Ti : $Al_2O_3$) qui est pompé par un laser continu *Coherent Verdi V5* à 532 nm. La cavité est représentée en vert sur la figure 4.3. Afin d'augmenter l'énergie par impulsion, le coupleur de sortie de la cavité laser a été retiré, et un *cavity dumper* de la compagnie *APE* a été rajouté (partie rouge). Le *cavity dumper* permet de réduire le taux de répétition du laser de 76 MHz à 800 kHz tout en amplifiant l'énergie par impulsion d'un facteur 10, augmentant ainsi l'efficacité des effets non-linéaires sur l'expérience.

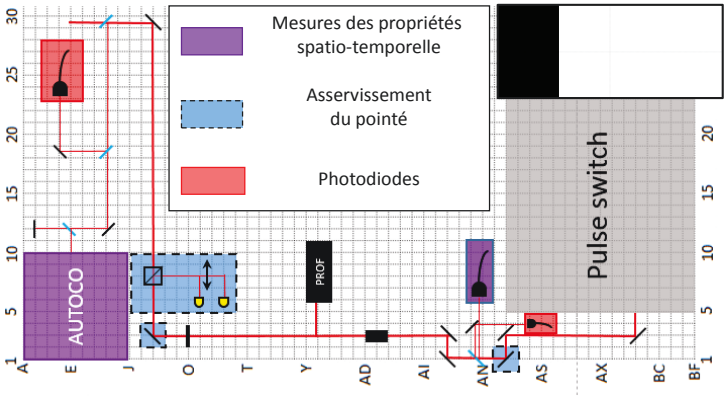



FIGURE 4.4 – Représentation du schéma lié au laser et à sa caractérisation. Inset (noir) : localisation de la partie représentée sur la table d'expérience.

### 4.1.2 La cavité laser

Un schéma de la cavité laser est affiché sur la figure 4.3. Afin de produire des impulsions picosecondes, la GVD de la cavité est compensée grâce à l'utilisation d'un interféromètre de Gires-Tournois (GTI, figure 4.3). L'utilisation d'une lame biréfringente (BRF) permet quant à elle de contrôler la longueur d'onde centrale du laser de 700 nm à 980 nm.

Les impulsions sont obtenues grâce à un verrouillage de phase passif, qui utilise l'effet Kerr optique : si la puissance d'un faisceau traversant un cristal est suffisamment forte, l'indice du matériau dépendra de la puissance selon la loi suivante : $n_T = n_0 + n_2 I$. En utilisant un faisceau gaussien, l'intensité au milieu du faisceau sera plus importante qu'aux bords, ce qui entraîne un effet de lentille. Si l'on place une fente (nommée SLIT sur la figure 4.3) au point focal de cette lentille, les impulsions qui possèdent une intensité plus importante seront plus focalisées. En fermant correctement la fente, nous allons couper une partie du faisceau continu mais pas celui des impulsions : la propagations des impulsions est donc favorisée dans la cavité. Ainsi, si un pulse se forme dans la cavité il prendra la pas sur la partie continue.

Afin de permettre la formation du premier pulse, une lame de verre est installée dans la cavité, cette dernière permet d'explorer les différentes phases possibles jusqu'à l'obtention des impulsions.

### 4.1.3 Le cavity dumper

Le principe du *cavity dumper* est relativement simple. Plutôt que d'extraire les impulsions par un coupleur de sortie, l'extraction se fait par l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (MAO). Ce dernier est un cristal qui, lorsqu'on lui applique une onde radio-fréquence, créée un réseau d'indice qui dévie une partie du faisceau. Le pulse dévié est ensuite récupéré par un miroir proche du faisceau.

Le *cavity dumper* permet, comme un *pulse picker* (qui consiste à placer un MAO en sortie de cavité) de diminuer le taux de répétition du laser. Mais l'absence de coupleur de sortie conduit à une augmentation de la puissance intracavité, ce qui permet d'augmenter l'énergie des impulsions extraites d'un facteur 10.

Les paramètres du laser sont résumés dans la table 4.1.

| | |
|---|---|
| **Taux de répétition** ($f_{rep}$) | 800 kHz |
| **Longueur d'onde** ($\lambda_0$) | 850 nm |
| **Largeur spectrale** ($\Delta\lambda$) | 0.2 - 0.5 nm |
| **Largeur des impulsions** ($\tau$) | 2 - 4 ps |
| **Énergie par impulsions** (E) | 38 nJ |
| **Puissance crête** ($P_c$) | 13 kW |
| **Puissance continue** ($P_{cont}$) | 30 mW |

TABLE 4.1 – Table des paramètres du laser combiné avec le *cavity dumper*.

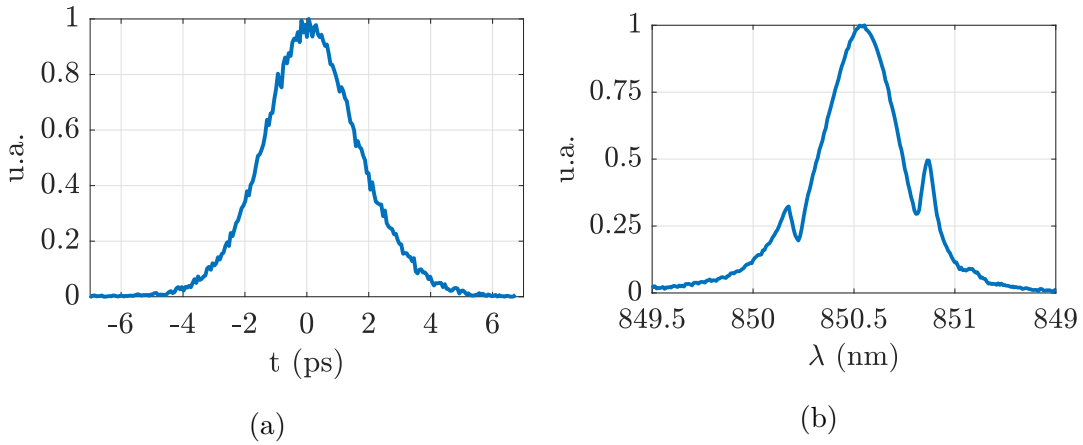



FIGURE 4.5 – (a) signal d'auto-corrélation du laser, (b) : spectre du laser

### 4.1.4 Diagnostic du faisceau et stabilisation du pointé

Comme on peut le voir sur le schéma détaillé figure 4.2, un certain nombre d'outils de diagnostic ont été placés en sortie de laser. Deux photodiodes (une lente et une rapide), représentées en rouge sur le schéma, permettent de contrôler la stabilisation de la puissance moyenne du laser ainsi que le bruit du laser caractéristique d'un mauvais alignement de ce dernier (obtenu par transformée de Fourier du signal de la photodiode rapide).

Ensuite, les paramètres spatiotemporels des impulsions sont mesurées en permanence grâce à un auto-corrélateur *APE Pulse Check 15* ainsi qu'a un analyseur de spectre optique *Advantest Q8384*. L'auto-corrélateur et le coupler de la fibre permettant d'acheminer le faisceau vers l'analyseur de spectre sont représentés en violet. Le spectre du faisceau ainsi que son signal d'auto-corrélation sont tracés sur la figure 4.5(a) et (b).

Enfin, un système d'asservissement du pointé du laser permet de s'affranchir de ses fluctuations, qui sont les principales responsables du bruit de nos détections homodynes. Le système, représenté en bleu sur la figure 4.6, est constitué de deux photodiodes à quadrant qui mesurent la position du laser en champs proche et lointain (simulé à l'aide d'une lentille), la position est ensuite asservie grâce à l'utilisation de deux montures *Thorlabs KC1-PZ/M* pilotées par deux contrôleurs PID *Thorlabs TQD001*. Ce système permet une stabilisation du pointé à court terme,

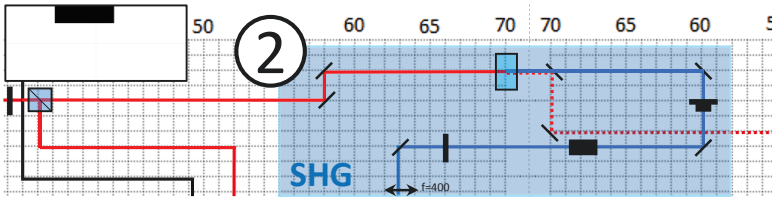



FIGURE 4.6 – Schéma de l'implémentation de la génération de seconde harmonique. Inset noir : localisation de la partie représentée sur la table d'expérience.

mais aussi à long terme de l'expérience, ce qui simplifie grandement les alignements quotidiens.

Une fibre optique aurait pu permettre une telle stabilisation, mais les puissances crêtes sont trop importantes et l'apparition d'effets non-linéaires réduit fortement la qualité du faisceau en sortie. Une autre solution pourrait être d'utiliser des fibres à cœurs creux.

Tous les outils présentés dans ce paragraphe, ont permis d'atteindre une stabilisation inégalée de l'expérience, ce qui, avec les faibles taux de productions de nos états, était indispensable.

## 4.2 La génération de seconde harmonique

Dans cette section, nous nous penchons sur la génération de seconde harmonique, ce qui correspond à l'étape ② de notre expérience. Elle est représentée sur la figure 4.6.

### 4.2.1 Le cristal

En raison de son fort coefficient non-linéaire ($d_{eff} = 12\,\mathrm{pm\,V^{-1}}$) le matériau utilisé sur cette expérience est le niobate de potassium : $KnBO_3$ (Guzun et al., 2000; Weiner et al., 1998). Le cristal est utilisé avec un accord de phase de type I (o+o→e), les deux photons fondamentaux à 850 nm doivent donc avoir la même polarisation pour donner un photon de polarisation orthogonale à 425 nm.

L'accord de phase utilisé est un accord de phase non-critique : les polarisations utilisées sont selon les axes naturels du cristal. Contrairement à un accord de phase critique, l'accord n'est pas obtenu en changeant l'orientation du cristal, mais en optimisant les indices des axes grâce à la température du cristal. Le $KnBO_3$ a l'avantage de pouvoir fonctionner avec un accord de phase non-critique pour des températures facilement atteignables en laboratoire : $\sim -3\,°\mathrm{C}$ (Zysset et al., 1992).

Le principal avantage de l'accord de phase non-critique est que l'angle de *walk-off* spatial est nul, les deux faisceaux ont donc la même direction de propagation dans le cristal.

### 4.2.2 Utilisation du « frigo »

Lorsque l'on travaille à pression ambiante et à $\sim -3\,°\mathrm{C}$, la condensation devient problématique. Pour palier à ce problème, une petite enceinte à vide a été conçue

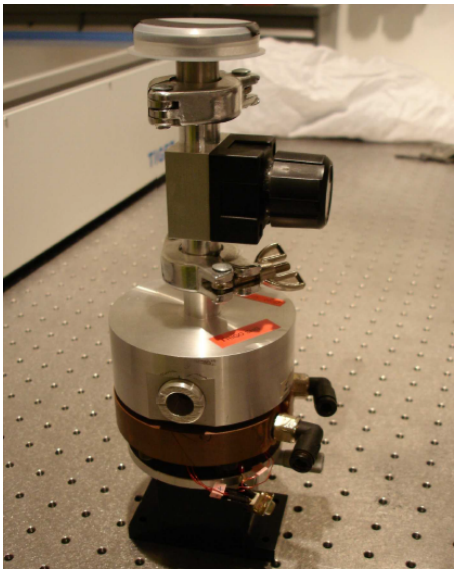


FIGURE 4.7 – Photo de l'enceinte à vide utilisée pour le doublage de fréquence.

(figure 4.7). L'enceinte est constituée de deux fenêtres qui permettent de laisser passer le faisceau, ainsi que d'une valve sur la face supérieure pour pouvoir faire le vide dans l'enceinte. La partie inférieure de l'enceinte est faite en cuivre, ce qui nous permet de placer un Peltier à l'intérieur de l'enceinte qui est surmontée d'une monture en cuivre dans laquelle est placé le cristal.

Une fois le vide fait dans l'enceinte, il reste inférieur à 250 mbar pendant plusieurs mois, ce qui correspond à la pression limite d'apparition de condensation. Ainsi, nous pouvons donc refroidir le cristal sans avoir à pomper en permanence l'enceinte. L'asservissement en température est réalisé grâce à l'utilisation d'une sonde *Thorlabs AD590* (placée dans la monture du cristal) et d'un contrôleur PID *Thorlabs TED200C*.

### 4.2.3 Choix de la taille du cristal

Afin de choisir la bonne longueur de cristal, plusieurs paramètres doivent être pris en compte.

**Waist et rayon de Rayleigh :** Le premier paramètre est la largeur du cristal en fonction du waist utilisé. Afin d'augmenter les effets non-linéaires, d'aucun aurait tendance à vouloir utiliser le waist le plus petit possible. Cependant, pour des waist trop faibles, le faisceau divergera très rapidement et les effets non-linéaires aux extrémités du cristal seront plus faibles. Il a été montré par Boyd et Kleinman (Boyd and Kleinman, 1968) qu'afin de maximiser la puissance du faisceau doublé, la longueur de cristal doit suivre la relation suivante :

$$L_c = 5.68 L_R \tag{4.1}$$

où $L_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}$ est la longueur de Rayleigh qui caractérise la longueur sur laquelle le waist du faisceau est constant.

La puissance maximale que l'on peut obtenir s'écrit dans ce cas :

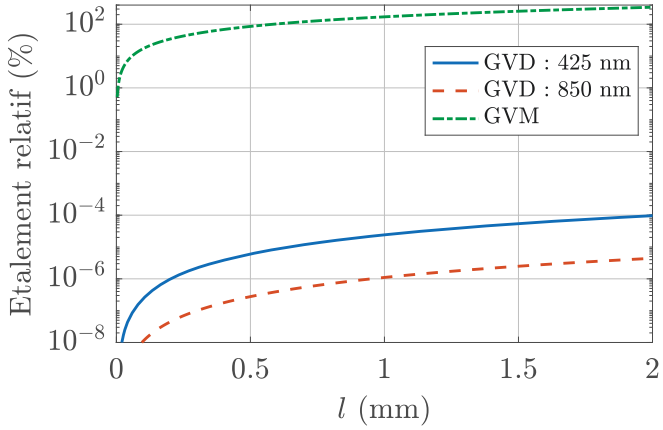



FIGURE 4.8 – Représentation de l'étalement relatif des impulsions dû à la GVM ainsi qu'à la GVD à 850 et 425 nm. La longueur de l'impulsion de référence est de $\tau = 2.6\,\text{ps}$

$$P_{SHG} = C_{SHG} L_c P_{fond}^2 \tag{4.2}$$

où $C_{SHG} = K\frac{128\pi^2\omega_{fond}^3 d_{eff}^2}{c^4 n_1 n_2}$, $\omega_{fond}$ est la pulsation du fondamental, $d_{eff}$ est le coefficient non-linéaire du matériau, $n_1$ et $n_2$ sont les indices des axes ordinaires et extraordinaires du cristal, $P_{\text{SHG}}$ est la puissance finale du faisceau doublé, $P_{\text{sonde}}$ est la puissance incidente et $K$ est une constante (K=1.068 (Boyd and Kleinman, 1968; Boyd, 2008)).

On remarque ainsi que, pour maximiser la puissance, la meilleure stratégie n'est pas de focaliser le faisceau, mais d'utiliser un cristal le plus long possible.

**GVD et GVM :** Si nous n'avons pas de problème de *walk-off* spatial avec le $KNbO_3$, les problèmes de GVM (*group velocity mismatch*) et de GVD (*group velocity dispersion*) nous empêchent de prendre un cristal trop long.

La GVM est due à la différence des vitesses de groupes des deux impulsions dans le cristal. Si deux impulsions arrivent au même moment dans le cristal, elles ressortiront à deux instants différents avec un écart donné par :

$$\Delta t = \left(\frac{1}{v_{g,\omega_{fond}}} - \frac{1}{v_{g,2\omega_{fond}}}\right) L_c \tag{4.3}$$

Cet écart conduit à un étalement temporel du pulse doublé. La GVM du $KnBO_3$ est de 1.7 ps.mm$^{-1}$.

La GVD est liée à la différence des vitesses de groupes des différentes pulsations du peigne de fréquences. Tout comme la GVM, elle conduit à un étalement du pulse. Pour le $KnBO_3$ , la GVD est de 364 fs$^2$.mm$^{-1}$.

L'étalement relatif à la longueur du pulse pour la GVD et la GVM est représenté sur la figure 4.8. Comme on peut le voir, la GVD est négligeable dans notre cas. Ceci est dû à l'utilisation de pulses picosecondes qui sont relativement longs. Cependant la GVM devient problématique pour des cristaux trop long. Dans notre cas, il a été choisi d'utiliser un cristal de 1.5 mm pour la GSH. Bien que cela soit un peu long, l'étalement du pulse en sortie du cristal reste faible.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $KnBO_3$ | |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | Paramètres théoriques |
| **Longueur d'onde du fondamental** ($\lambda_0$) | 850 nm | |
| **Longueur d'onde du faisceau doublé** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | |
| **GVM** | 1.9 ps.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** (850 nm) | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** (425 nm) | 1700 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **Accord de phase** | Type I non critique | |
| **Température du cristal** | -3°C | Paramètres expérimentaux |
| **épaisseur du cristal** | 1.5 mm | |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 27 µm | |
| **Efficacité de conversion** | 45 % | |
| **Largeur temporelle** $\tau_{425}$ | 2 ps | |
| **Largeur spectral** $\Delta\lambda_{425}$ | 0.1 nm | |

Table 4.2 – Résumé des paramètres de la GSH.

Avec notre dispositif, et en pompant le cristal avec un waist d'environ 27 µm, une efficacité de conversion de 45 % a été atteinte, permettant d'obtenir jusqu'à 10 mW de puissance continue, donnant une puissance crête d'environ 7 kW.

Les paramètres de la génération de seconde harmonique sont résumés dans la table 4.2

## 4.3 L'amplification paramétrique

Afin de produire les états de Fock à un photon, nous utilisons le principe de la génération paramétrique spontanée (SPDC-spontaneaous parametric down conversion), où la destruction d'un photon pompe (à 425 nm) donne lieu à la création de deux photons appelés photons sonde et idler. Cette transformation respecte les principes de conservations de l'énergie et de l'impulsion :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \qquad \text{et} \qquad \vec{k}_p = \vec{k}_i + \vec{k}_s \tag{4.4}$$

La génération paramétrique spontanée s'obtient grâce aux effets non-linéaire d'un cristal. On peut montrer (Grynberg et al., 2010; Saleih and Teich, 1991) que le Hamiltonien de cette transformation s'écrit comme :

$$\hat{H} = i\hbar g \left(\hat{a}_p^\dagger \hat{a}_s \hat{a}_i + \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger\right) \tag{4.5}$$

où g est une constante réelle qui dépend des paramètres du faisceau ainsi que de la susceptibilité non-linéaire du cristal.

Comme on peut le voir, la destruction d'un photon de la pompe ($\hat{a}_p$) donne lieu à la création d'un photon signal ($\hat{a}_s^\dagger$) et idler ($\hat{a}_i^\dagger$).

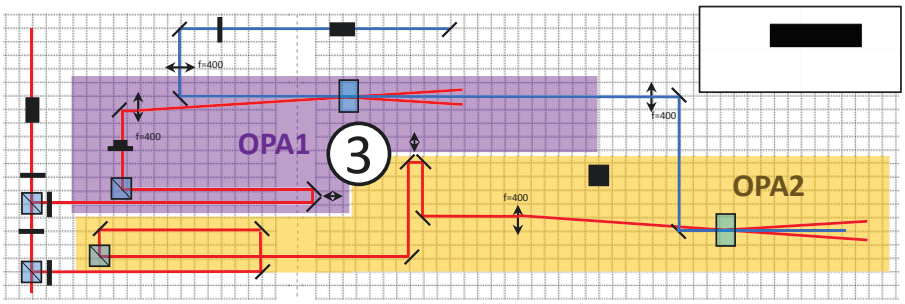



FIGURE 4.9 – Schéma de l'implémentation de l'OPA. Inset noir : position des OPAs sur l'expérience.

Dans l'hypothèse où les effets non-linéaires sont très faibles, nous pouvons supposer la puissance de la pompe constante et prendre la valeur moyenne de notre hamiltonien sur $|\alpha_p\rangle$, ce qui nous donne : $\langle\alpha_p|\,\hat{a}_p\,|\alpha_p\rangle \simeq \alpha_p$. Pour déterminer l'état du champ électrique en sortie de cristal, il suffit d'appliquer l'opérateur évolution sur notre hamiltonien. Le temps d'évolution ($e^{i\hat{H}t}$) de notre hamiltonien est donné par le temps que met la lumière à traverser le cristal : $t = \frac{L_c n_e}{c}$. On obtient l'opérateur suivant :

$$\hat{H}_{PDC} = e^{-r\left(\hat{a}_s\hat{a}_i + \hat{a}_s^\dagger\hat{a}_i^\dagger\right)} \qquad \text{où} \qquad r = \hbar\frac{gL_c n_e \alpha_p}{c} \tag{4.6}$$

Cet opérateur est identique à l'opérateur de *squeezing* présenté dans la partie 1.2.1.4 (equation 1.36) bimode avec pour paramètre de compression : $r$. Lorsque la pompe est le seul faisceau présent, il faut appliquer cet opérateur sur l'état vide bimode $|0_s, 0_i\rangle$, ce qui donne l'état suivant :

$$|\psi_{PDC}\rangle = \sqrt{1-\lambda^2}\sum_{n\in\mathbb{N}} \lambda^n\,|n,n\rangle \tag{4.7}$$

où $\lambda = \tanh(r)$

**Configuration non-colinéaire**

Dans notre cas, nous choisissons l'accord de phase de façon à ce que les photons idler et sonde ne soient pas émis dans la même direction. Expérimentalement, cela s'obtient en diminuant légèrement la température du cristal. Dans ce cas l'indice des faisceaux idler et sonde est légèrement supérieur à celui du faisceau pompe. On obtient donc $||\vec{k}_{425}|| < ||\vec{k}_i|| + ||\vec{k}_s||$. La conservation de l'impulsion force donc les photons idler et sonde a être émis dans deux directions différentes.

Afin de pouvoir aligner le reste de l'expérience, il est important de connaître précisément les directions d'émissions des photons. Tous ces alignements sont réalisés en faisant de l'amplification paramétrique. Nous envoyons une partie du faisceau laser à 850 nm dans le cristal (figure 4.9). Si ce dernier est dans le mode correspondant à celui de la sonde (temporellement, spectralement et spatialement parlant), le faisceau idler se retrouve amplifié par soustraction de photons. Les deux faisceaux nous permettent alors d'aligner le reste de l'expérience.

Si le faisceau sonde n'est pas dans le bon mode, les faisceaux idler et sonde nous donnerons de fausses informations sur le mode d'émission des photons ; il est donc

crucial que les paramètres du faisceau sonde envoyé sur le cristal soient identiques aux paramètres des photons créés sur la même voie. Afin de pouvoir juger de la qualité de l'alignement, nous procédons en deux étapes :

- nous commençons par déterminer le waist et la position adéquate de la sonde en configuration colinéaire. Un modèle a été développé (Etesse, 2014) pour déterminer la qualité de l'alignement en fonction des oscillations paramétriques obtenues en sortie de cristal.
- nous repassons en configuration non colinéaire en décalant légèrement le faisceau sonde, et nous optimisons la puissance de l'idler afin de déterminer le bon mode spatial et temporel de la sonde.

La méthode développée a l'avantage d'avoir un modèle qui permet d'estimer la qualité de notre alignement à partir des gains des oscillations paramétriques obtenues en configuration colinéaire. Cependant, comme nous ne sommes pas dans cette configuration, l'alignement est compliqué et suppose que les propriétés du faisceau reste identiques en changeant de configuration. Nous verrons par la suite une autre méthode utilisée au cours de cette thèse qui permet d'estimer la qualité de notre alignement sans avoir à changer de configuration.

Les différents points abordés dans la section précédente sont toujours valables pour la génération d'états paramétriques. Ainsi, des cristaux de 1 mm ont été choisis de façon à limiter les problèmes de GVD et de GVM. Afin de produire deux paires de photons, deux cristaux sont placés en séries (figure 4.9). Les paramètres des OPAs sont résumés dans la table 4.3.

Une fois les OPAs mis en place, il nous faut détecter les photons produits.

## 4.4 Production de photon unique

### 4.4.1 Le conditionnement

Afin de détecter la création d'une paire de photons, nous utilisons des photodiodes à avalanches. Comme nous l'avons explicité dans le premier chapitre, les APDs détectent s'il y a présence de photons ou pas : ils ne peuvent pas compter les photons. L'opérateur associé à cette mesure est le suivant :

$$\hat{\Pi}_{det} = \hat{\mathbb{1}} - |0\rangle\langle 0| \tag{4.8}$$

En appliquant cet opérateur sur notre état en sortie de cristal, nous obtenons l'état $|\psi_{cond}\rangle$ tel que :

$$|\psi_{cond}\rangle = \alpha_{cond} \sum_{n\in\mathbb{N}^*} \lambda^n |n\rangle |n\rangle \tag{4.9}$$

où $\alpha_{cond}$ est une constante de normalisation qui dépend de $\lambda$. Ainsi, comme on peut le voir, si $\lambda$ est suffisamment faible, les termes comprenant plus de 1 photon peuvent être négligés. A titre d'exemple, si $\lambda = 10^{-1}$ la probabilité d'obtenir un état avec au moins un photon est d'environ 1 %. La probabilité que cet état soit un photon unique est d'environ 99 %. Ainsi, tant que le taux de comptage n'est pas

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $KnBO_3$ | Paramètres théoriques |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | |
| **Longueur d'onde de la pompe** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | |
| **Longueur d'onde de la sonde** ($\lambda_0$) | 850 nm | |
| **Accord de phase** | Type I non critique | |
| **GVM** | 1.7 ps.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **Configuration** | non-colinéaire | |
| **Température du cristal** | $\sim$−1 °C | Paramètres expérimentaux |
| **épaisseur du cristal** | 1 mm | |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 150 µm | |
| **Waist de la sonde** ($w_{fond}$) | 100 µm | |
| **Puissance de la pompe** | $\sim$ 10 mW | |
| **Puissance de la sonde** | $\sim$100 µW | |
| **Puissance de l'idler** | $\sim$ 10 µW | |

TABLE 4.3 – Résumé des paramètres pour la génération d'états paramétriques.

trop élevé, nous pouvons considérer que, lorsque l'APD nous annonce la présence d'un photon, il s'agit d'un état de Fock à un photon.

Dans tous les cas, la tomographie réalisée avec la détection homodyne nous permettra de vérifier cette supposition à postériori.

### 4.4.2 Le filtrage spectral

Avoir une pompe à 425 nm, n'implique pas que les paires de photons produites soient toujours centrée à $\lambda_0 = 850$ nm : toute paire de photons vérifiant la relation d'accord de phase 4.4 peut à priori être émise. Il est possible de représenter le spectre du photon de la voie idler en fonction du spectre de celui la voie sonde. Cette représentation est appelée l'intensité spectrale jointe (Grice et al., 2001). Elle représente la densité de probabilité de générer un photon sur la voie sonde à la longueur d'onde $\lambda_s$ et un photon sur la voie idler à la longueur d'onde $\lambda_i$. Ce spectre est représenté sur la figure 4.10(a). Il est très large sur l'une des diagonales ($\Delta\lambda_{PM}$), illustrant ainsi la large bande d'émission de la fluorescence paramétrique. Il est par contre étroit selon l'autre diagonale ($\Delta\lambda_{425}$), cette largeur est déterminée par la largeur spectrale de la pompe (dans le cas où l'accord de phase est large devant la largeur spectrale du faisceau pompe)(Grice et al., 2001; U'Ren et al., 2005).

Comme nous voulons analyser nos états avec une détection homodyne, les photons doivent avoir les mêmes caractéristiques que l'oscillateur local, autrement dit : le laser. Ceci n'est pas le cas si l'on place uniquement une APD sur la voie idler, qui ne permettra pas de faire le tri parmi ces photons émis sur une large bande spectrale.

La solution consiste à filtrer spectralement la voie idler. Si l'on effectue un filtrage

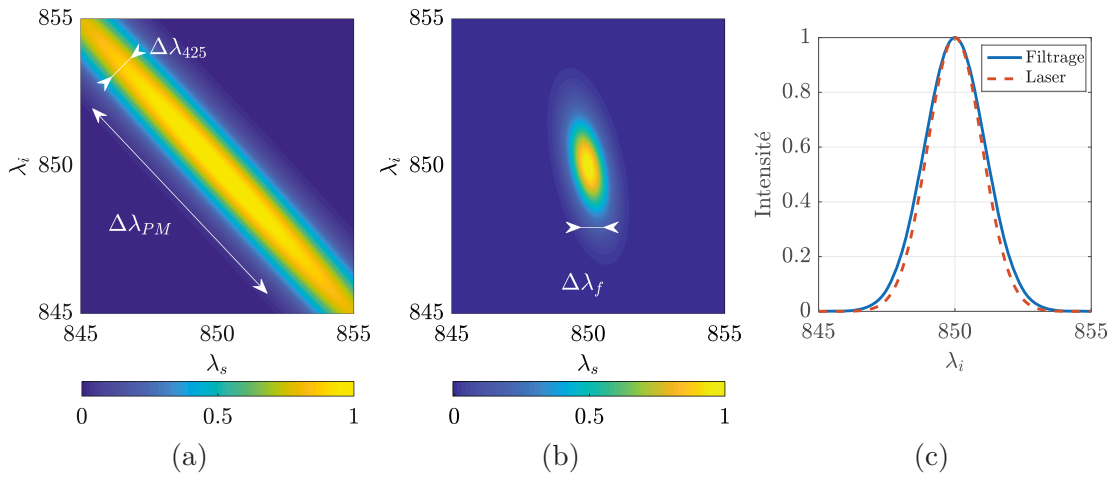



FIGURE 4.10 – (a) et (b) : représentation qualitatives des amplitudes spectrales jointes en sortie de cristal (a) et après le filtrage spectral (b) ; (c) : spectre théorique après filtrage et spectre théorique d'un filtrage parfait (i.e. : spectre du laser) ; $\Delta\lambda_{425}$ : largeur spectrale de la pompe ; $\Delta\lambda_{PM}$ : largeur spectrale de l'accord de phase ; $\Delta\lambda_f$ : largeur spectrale du filtrage.

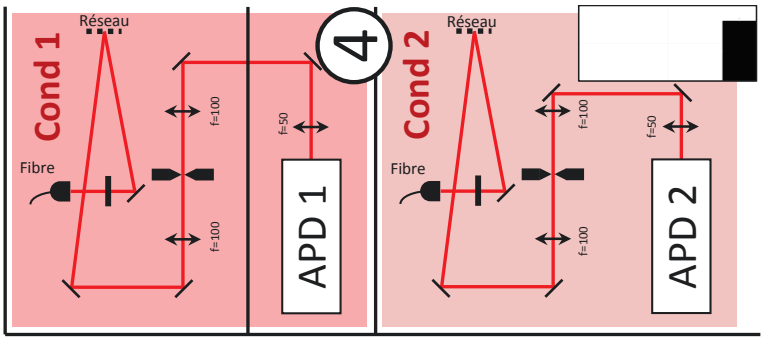



FIGURE 4.11 – Schéma du filtrage et de la détection des photons des voies sondes des OPAs. Inset noir : emplacement de cette partie sur l'expérience.

spectral sur la voie sonde, cela revient à sélectionner une « tranche verticale » de notre figure 4.10(a). Le résultat de ce filtrage est représenté sur la figure 4.10(b) dans le cas où la fonction de filtrage spectrale est une fonction rectangle dont les bords ont été adoucis. On peut ainsi en déduire le spectre des photons sur la voie idler lorsque l'APD détecte un photon sur la voie sonde. Si la largeur du filtrage spectral est suffisamment fine, alors, le spectre du photon annoncé sur la voie idler est fixe et quasiment identique à celui du faisceau laser.

### 4.4.3 Implémentation expérimentale

L'implémentation des détections des photons des voies sondes sont représentées sur la figure 4.11. Pour chacun des deux cristaux, un système de détection a été réalisé. Ils sont constitués de plusieurs étapes :

- nous commençons par filtrer le profil spatial des photons. Pour cela nous utilisons une fibre monomode à maintient de polarisation de 2 m de long. Le

maintient de la polarisation est nécessaire afin de maximiser la réflexion du réseau utilisé en aval. Le couplage de la fibre est d'environ 83 %. Cette fibre nous permet aussi d'envoyer les photons dans une boîte isolée de toute lumière parasite.

- nous effectuons ensuite un filtrage spectral en envoyant la sonde sur un réseau blazé dans l'ordre -1. Il nous permet de séparer les différentes longueurs d'ondes. Son efficacité de diffraction dans l'ordre -1 est de : 81 %.

- une fois étalé spectralement par le réseau, le faisceau passe à travers une fente placée entre deux lentilles. Cela nous permet de filtrer le spectre de notre faisceau. Les effets du filtrage spectral sont représentés sur la figure 4.10(b). La fonction du filtrage appliqué par notre fente combiné à des lentilles est un rectangle dont les bords sont adoucis. La transmission de la fente pour un faisceau ayant le spectre de notre laser est de 25-30 %. La position de la fente ainsi que sa largeur étant réglables, nous pouvons donc choisir la largeur et la position de notre filtrage.

- enfin le faisceau est focalisé sur une APD *Perkin Elmer SPCM-AQR-13*. Ces APDs ont une efficacité de détection d'environ 40 % à 850 nm. Elles ont des taux de coups d'obscurités relativement faibles d'environ 200 Hz qui sont ramenés à 10 Hz après synchronisation avec le taux de répétition de notre laser sur la carte d'acquisition. Le taux de répétition de notre laser étant de 800 kHz, le temps mort de ses APDs de 50 ns n'est pas un problème.

Toutes ces étapes donnent une efficacité de détection relativement faible de 5-10 %. La conséquence de ces faibles efficacités est que les taux de comptages sont plus faibles, mais cela ne diminue pas la qualité de nos états.

Afin d'obtenir le spectre des photons annoncés par l'APD, il suffit d'intégrer l'amplitude spectrale jointe représentée sur la figure 4.10(b). Ce spectre est représenté sur la figure 4.10(c). Pour obtenir un filtrage identique à celui de notre laser, il nous faudrait un filtrage infiniment fin, mais cela donnerait un taux de production nul. Un filtrage dont la largeur est plus faible que celle de notre laser nous permet cependant d'obtenir un spectre très proche du spectre du laser. La figure 4.10(c) représente le spectre théorique transmis par la fente pour une largeur de 0.5 nm (en bleue) ainsi que le spectre désiré (en traitillés rouge). On peut voir que les spectres sont presque identiques. Expérimentalement, la largeur et le centrage du filtrage spectral sont déterminés en optimisant la qualité des photons uniques produits. La largeur spectrale optimale est choisie lorsqu'une réduction de la taille de la fente n'augmente plus la qualité des photons.

## 4.5 Le protocole de croissance (*breeding*)

Lorsque les deux APDs annoncent la présence d'un photon sur chacune des voies pour le même pulse de la pompe, nos états sur les voies idler se retrouvent projetés sur des états de photons uniques : $|1\rangle$. La prochaine étape vers la réalisation du protocole de breeding est la génération d'un état Hong-Ou-Mandel :

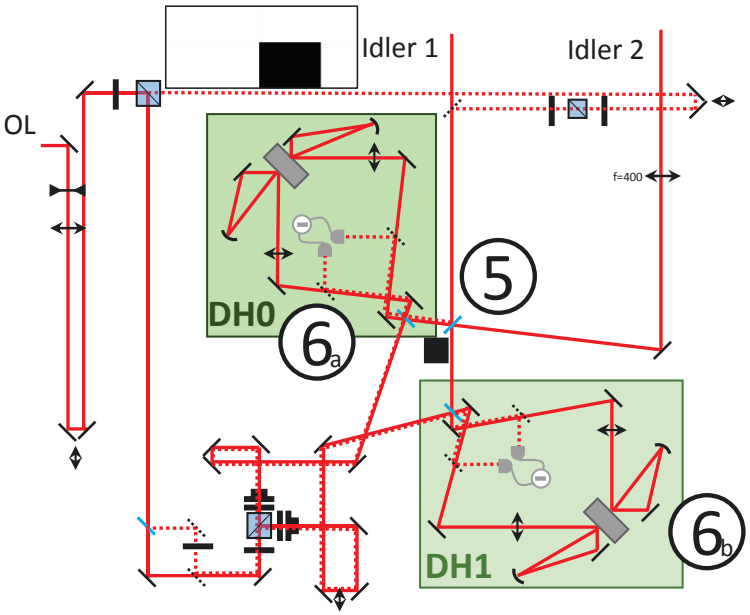



FIGURE 4.12 – Implémentation de la lame semi-réfléchissante pour le breeding ⑤ , des détections homodynes de projection ⑥$_a$ et de mesure ⑥$_b$ ainsi que de l'asservissement de la phase (faisceau en pointillés).

$$|1_{idl1}, 1_{idl2}\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0_1, 2_2\rangle - |2_1, 0_2\rangle\right) \tag{4.10}$$

où les indices 1 et 2 représentent les deux voies de sortie de la lame semi-réfléchissante.

Pour cela, il nous suffit de combiner nos deux voies idler grâce à une lame semi-réfléchissante 50:50. Pour pouvoir obtenir cet état, les modes des photons incidents doivent être identiques. Afin de s'assurer que c'est le cas, nous alignons les faisceaux en mesurant les interférences de ces derniers lorsque les OPAs sont alimentés par une sonde (section 4.3). En optimisant les modes spatiaux et temporels des faisceaux, les interférences ont atteint un contraste de 95 %.

Une fois l'état intriqué produit, il nous faut maintenant projeter cet état sur un état chat de Schrödinger et le mesurer grâce à nos détections homodynes.

## 4.6 Les détections homodynes

L'implémentation des détections homodynes est représentée sur la figure 4.12, pour plus de clarté. Un schéma simplifié d'une détection homodyne est dessiné sur la figure 4.13. La première détection homodyne (la DH0) nous permet de réaliser le conditionnement du protocole de breeding, la seconde (la DH1) mesure l'état finalement produit. Si leurs utilisations sont différentes, leurs implémentations n'en sont pas moins identiques. Il serait même possible d'inverser les rôles des deux détections homodynes. Dans les faits, le conditionnement est réalisé à posteriori, une fois toutes les mesures réalisées.

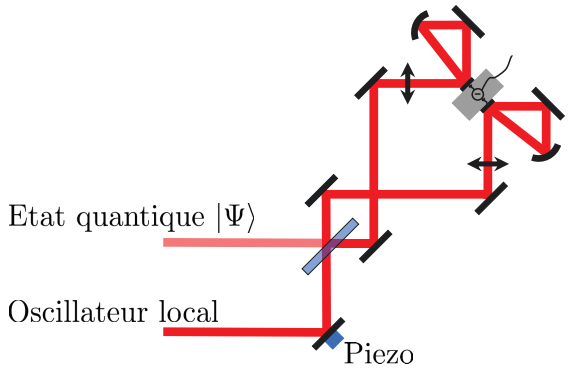



FIGURE 4.13 – Schéma d'une détection homodyne.

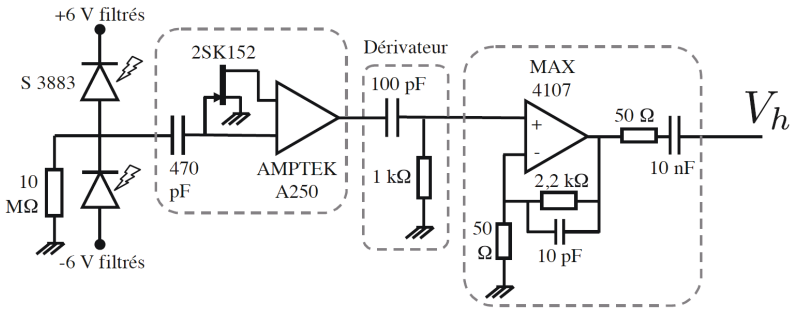



FIGURE 4.14 – Circuit électronique des détections homodyne.

### 4.6.1 Implémentation expérimentale

Sur la figure 4.13, on peut voir un schéma des détections homodynes utilisées sur l'expérience. L'oscillateur local et l'état quantique sont envoyés sur une lame semi-réfléchissante 50:50. Les lames semi-réfléchissantes ont été choisies plutôt que des cubes séparateurs de polarisations, afin d'amoindrir les pertes optiques, ce qui permet d'augmenter les efficacités de nos détections.

Les faisceaux des deux voies de sorties sont ensuite focalisés sur deux photodiodes *Hamatsu S3883*. Ces photodiodes ont été choisies pour leurs fortes efficacités quantiques associées à de faibles courants d'obscurités. De plus elles ont une surface de détection de 1.7 mm$^2$, tout en ayant une bande passante élevée de 300 MHz.

Les réflexions des photodiodes sont refocalisées sur les photodiodes grâce à des miroirs concaves. Cela nous permet d'augmenter les efficacités quantiques des photodiodes d'environ 4 %.

### 4.6.2 Montage électronique

Le montage électronique est représenté sur la figure 4.14. La différence des photocourants est faite en plaçant les deux photodiodes tête-bêche avec des polarisations inverses. Un amplificateur de charge *Amtek A250* (gain : g=0.6 µV eV$^{-1}$) permet de transformer les photocourants en tension, il est suivi un dérivateur et d'un montage amplificateur. La bande passante du système est de 10 MHz, ce qui est largement suffisant au vu de notre taux de répétition de 800 kHz.

Nous obtenons en sortie des impulsions d'environ 200 ns de long, qui sont me-

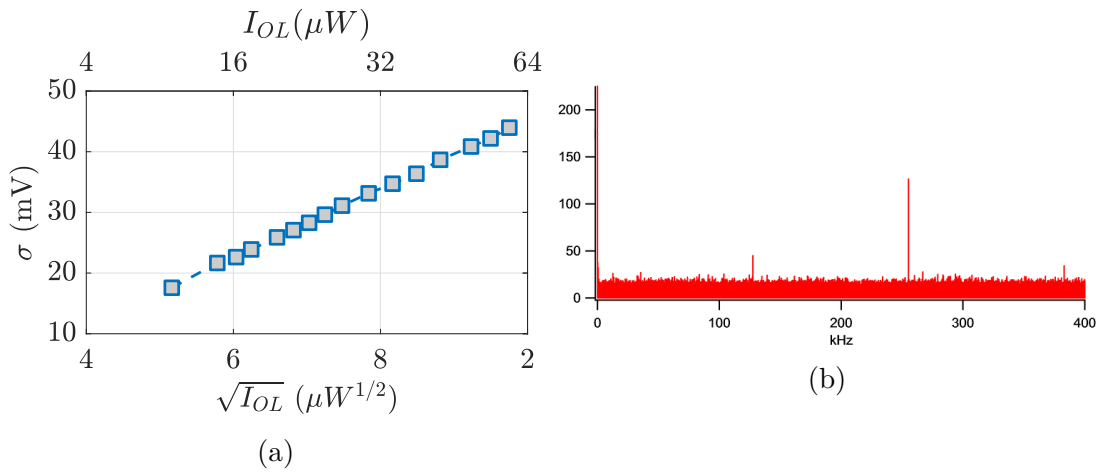



FIGURE 4.15 – Caractérisation d'une détection homodyne. (a) variation standard du vide en fonction de l'intensité de l'OL (axe du haut). (b) : bruits d'une des détections homodynes.

surées grâce à une carte d'acquisition, donc les caractéristiques seront détaillées à la fin de cette section.

### 4.6.3 Calibrations des DHs

Les détections homodynes nous délivrent des tensions proportionnelles aux quadratures (ou champs électriques) de l'état quantique en entrée des détections 1.3.2. Afin de pouvoir identifier notre état correctement, il nous faut être capable de normaliser nos mesures.

Pour cela, nous utilisons le vide quantique 1.2.1.1 dont la distribution s'exprime de la façon suivante :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{x^2} \tag{4.11}$$

La variance du vide est donc : $\sigma_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Pour mesurer un état de vide quantique, il suffit de bloquer les voies idler des cristaux. Une acquisition de 500 000 points permet de remonter à la variation standard du vide. Ce qui nous permet de normaliser nos mesures de tensions $V_{ac}$ comme suit :

$$X_{ac} = \frac{V_{ac}}{\sigma_0(V)/\sigma_{0,th}} = \frac{V_{ac}}{\sqrt{2}\,\sigma_0(V)} \tag{4.12}$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 1.3.2, les signaux mesurés par les détections homodynes sont proportionnels à : $\sqrt{I_{OL}}$. La variance du vide doit donc être proportionnelle à l'intensité de l'oscillateur local. Cependant, si la puissance de l'oscillateur local devient trop importante la réponse du circuit n'est plus linéaire, nous commençons à saturer.

La figure 4.15(a) représente la variation standard du vide en fonction de la puissance de l'oscillateur local. Nous remarquons que cette dernière est linéaire jusqu'à des puissances de 60 µW. Sur l'expérience, il a été choisi de travailler avec une puissance d'environ 20 µW. Cette puissance est suffisante pour notre expérience

car elle nous permet de négliger le bruit électronique dont la variation standard est de 2.4 mV.

### 4.6.4 Caractérisation des pertes

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1 (section 1.3.2.1), il est possible de corriger les pertes des détections homodynes. Il est donc important de les caractériser.

Il existe plusieurs types d'imperfections qui peuvent être ramenées à des pertes de mesures :

- l'efficacité quantique des photodiodes : $\eta_{PD} = 94 \pm 3$ %. L'efficacité est de 94±3 % lorsque l'on renvoie les réflexions des photodiodes des détections homodynes, contre 90 % sans. Les incertitudes sont liées aux incertitudes des puissance-mètres qui ont permis les mesures des efficacités, la calibration de ces derniers étant compliquée.

- le couplage entre l'oscillateur local et l'idler : $\eta_{OL} = 83 \pm 2$ %. On peut montrer (Grosshans and Grangier, 2001) qu'un mauvais couplage peut être ramené à des pertes optiques. Ces pertes s'obtiennent par une mesure du contraste entre les deux faisceaux (C) lorsque l'OPA est pompé par la sonde, les deux valeurs sont reliées par la formule suivante : $\eta_{OL} = C^2$. Dans notre cas, le contraste est d'environ 91 %±1 % L'incertitude s'explique par de fortes variations du contraste au jour le jour.

- le bruit électronique : $\eta_e = 99$ %. Ce bruit peut être assimilé à des pertes, dont l'expression est : $\eta_e = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_0^2+\sigma_e^2}$(Appel et al., 2007), où $\sigma_e$ et $\sigma_0$ représentent respectivement les variances du bruit électronique et du vide. Le bruit est mesuré en prenant la variation standard du signal des détections homodynes lorsque l'on n'envoie aucun signal.

Toute ces pertes nous donnent donc une efficacité de détection totale :

$$\eta_T = \eta_{OL}\eta_{PD}\eta_e = 77 \pm 4 \text{ \%} \tag{4.13}$$

Il existe encore deux autres sources de bruits qui ne peuvent malheureusement pas être corrigées. Ces bruits sont liés à la source laser.

Les premiers bruits sont dus aux fluctuations de puissances du faisceau laser, les deuxièmes sont liés aux variations du pointé du faisceau. Ces bruits peuvent être observés en faisant une transformée de Fourier du signal de la détection homodyne (figure 4.15(b)). Afin de réduire ces bruits, un système d'asservissement du pointé du laser a été développé par Jean Etesse (Etesse, 2014), réduisant en partie le bruit à 100 Hz. Les bruits à hautes fréquences sont probablement dus au MAO à l'intérieur de la cavité laser permettant l'extraction des impulsions.

Comme c'est souvent le cas en physique expérimentale, ce problème nous a apporté un nouvel outil particulièrement utile. Ces bruits nous ont permis de trouver un outil de diagnostic extrêmement fiable. En effet, les détections homodynes sont très sensibles aux bruits, que ce soit des fluctuations de puissances, de pointés ou autres bruits. Cela nous fournit donc un moyen supplémentaire de diagnostic du

faisceau. Par exemple, si un faisceau capricieux s'approche un tant soit peu du bord d'un miroir, le signal à 100 Hz des détections l'indique tout de suite.

### 4.6.5 Acquisition des données

Toutes nos acquisitions sont réalisées grâce à une carte d'acquisition *National Instrument PCI-6110*. Cette carte nous permet d'effectuer simultanément des mesures digitales sur 4 voies en 12 bits.

La bande passante de la carte est de 10 MHz, ce qui est largement supérieure au taux de répétition de notre laser, et ne nous posera donc pas de problème.

La carte est synchronisée sur le laser grâce à une photodiode interne au laser. Pour chaque pulse, nous réalisons une mesure des tensions des deux détections homodynes et des signaux APDs (dont les signaux TTL sont sommés puis mesurés sur une seule voie). La dernière voie nous servira pour l'asservissement de la phase, qui fera l'objet de la prochaine section.

Pour des raisons historiques, le logiciel permettant l'acquisition des données est IGOR. Ce logiciel est relativement lent, mais reste parfaitement suffisant dans notre cas. De plus, le grand nombre de routines développées par les différents utilisateurs rendent son utilisation particulièrement aisée.

## 4.7 Asservissement de la phase

Si les états de Fock sont des invariants de phases, l'état intriqué à la sortie de la lame de breeding, de même que les états chats de Schrödinger, ne le sont pas. Il est donc impératif d'installer un système de mesure ou d'asservissement de phase. C'est la deuxième option qui a été choisie pour notre expérience.

### 4.7.1 Asservissement

Pour un état bimode, comme notre état Hong-Ou-Mandel, il faut asservir la phase de chaque détection homodyne.

Un schéma de l'asservissement de la phase est représenté sur la figure 4.16, son implémentation est représentée sur la figure 4.12 en pointillés. Le principe consiste à maintenir constante les différences de phases $\phi_{OL,0} - \phi_{HOM,0}$ et $\phi_{OL,1} - \phi_{HOM,1}$ (représentées sur la figure 4.16). Pour cela nous envoyons un premier faisceau cohérent qui a le même trajet que l'idler d'un des OPAs, et un deuxième qui suit le trajet de l'oscillateur local. Ces faisceaux sont décalés verticalement de 5 mm par rapport aux faisceaux « originaux » . Ils subissent donc le même déphasage que l'état Hong-Ou-Mandel et que l'oscillateur local.

Nous faisons ensuite interférer les faisceaux grâce aux lames semi-réfléchissantes aux entrées des détections homodynes. Les signaux des interférences nous permettent ainsi de remonter à la phase des détections homodynes. Afin d'obtenir un signal d'erreur centré en zéro, nous mesurons le contraste sur chaque voie de sortie des lames semi-réfléchissante. La différence des deux signaux nous donne un signal d'interférence centré en zéro.

Pour chaque détection homodyne, le signal d'erreur est envoyé dans un contrôleur proportionnel intégrateur dont le circuit est représenté sur la figure 4.17. Le

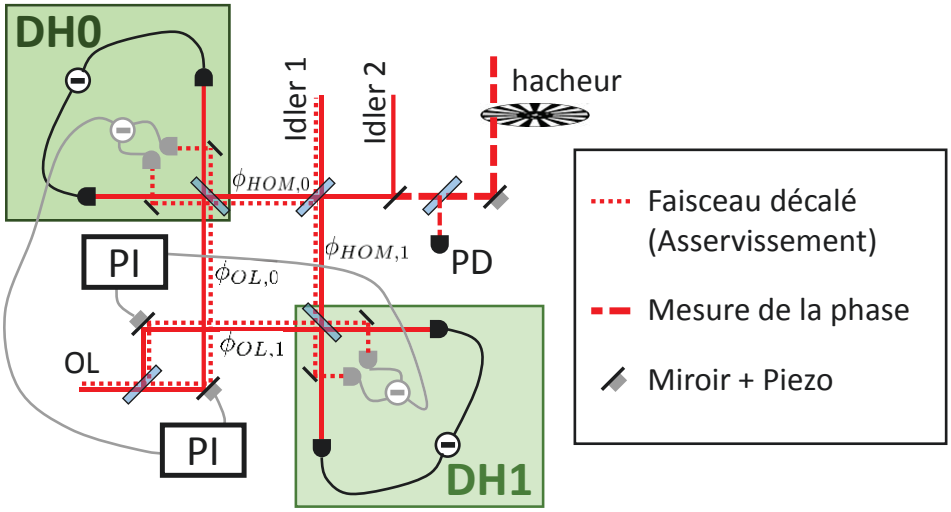



FIGURE 4.16 – Schéma explicatif de l'asservissement et de la mesure de la phase. Pointillés : asservissement de la phase, les boîtes PI représentent les circuits d'asservissements. Traitillés : mesure de la phase, un faisceau intense (provenant de la partie non doublée de la GSH) est envoyé sur un miroir réfléchissant plus de 99.9 % de la lumière, seulement quelques photons sont transmis. La photodiode PD nous permet de différencier les instants d'acquisition de la phase des acquisitions des états chats.

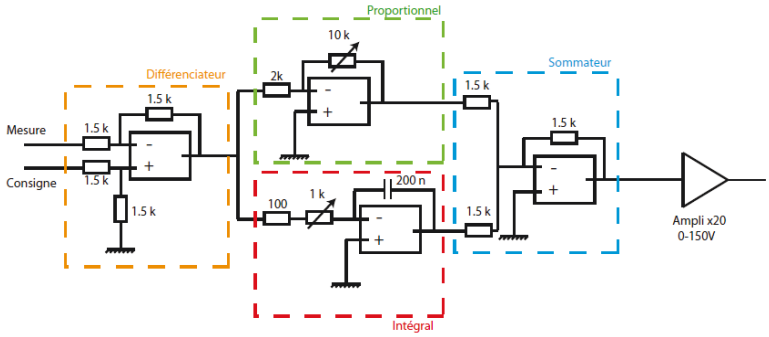



FIGURE 4.17 – Schéma de l'asservissement de la phase. Il est composé d'un différenciateur qui nous permet de faire varier la phase en appliquant une consigne au signal d'erreur, puis d'un montage proportionnel intégrateur.

signal est ensuite envoyé dans un amplificateur *Piezo Drive PDL200*, dont la tension de sortie est acheminée vers une céramique piézo électrique *Thorlabs AE0203D04F* ou *PI P-080.311*. La céramique est collée au dos d'un des miroirs qui achemine l'oscillateur local vers la détection homodyne. Afin de pouvoir faire varier la phase, l'asservissement dispose d'une consigne qui nous permet de contrôler la phase entre les détections.

Ces asservissements nous permettent ainsi de contrôler les phases des deux détections homodynes. Il nous faut maintenant faire un système qui nous permette de mesurer la phase.

### 4.7.2 Mesure de la phase

Pour mesurer la phase, nous utilisons un faisceau cohérent (obtenu avec la partie non doublée du faisceau pompe de la GSH : figure 4.2) qui contient quelques photons à la place de l'idler d'un des OPAs. Le faisceau va se trouver séparé par la lame de breeding et sera mesuré par nos détections homodynes. Si l'on fait varier la phase de ce faisceau grâce à un miroir posé sur une cale piézo céramique placée en amont de la lame de breeding (figure 4.2), les détections homodynes mesurent des sinusoïdes. Si les phases des détections homodynes sont décalées, alors les sinusoïdes le sont aussi. Ainsi, la position relative des deux oscillations nous permet de remonter au déphasage.

Pour voir cela, posons $\phi$ le déphasage entre les deux détections homodynes. Lorsque l'on fait varier la phase des signaux avec une pulsation arbitraire $\omega$, les signaux s'écrivent :

$$x_{DH0}(t) = x_0 \cos(\omega t) \tag{4.14}$$

$$x_{DH1}(t) = x_0 \cos(\omega t + \phi) \tag{4.15}$$

Ce qui est équivalent à une équation paramétrique sur t. La figure 4.18 représente le signal d'une détection homodyne ($x_{DH0}$) en fonction de l'autre ($x_{DH1}$). Comme on peut le voir, on obtient une ellipse tournée de 45 °. En posant le changement de variables $X = x_{DH1} - x_{DH0}$ et $Y = x_{DH1} + x_{DH0}$, on obtient l'équation paramétrique suivante :

$$\begin{aligned} X(t) &= 2x_0 \sin\left(\tfrac{\phi}{2}\right) \sin\left(\omega t + \tfrac{\phi}{2}\right) = a \sin\left(\omega t + \tfrac{\phi}{2}\right) \\ Y(t) &= 2x_0 \cos\left(\tfrac{\phi}{2}\right) \cos\left(\omega t + \tfrac{\phi}{2}\right) = b \cos\left(\omega t + \tfrac{\phi}{2}\right) \end{aligned} \tag{4.16}$$

où $a = 2x_0 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right)$ et $b = 2x_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)$. On obtient ainsi l'équation paramétrique d'une ellipse dont l'expression est :

$$\frac{X^2}{a^2} + \frac{Y^2}{b^2} = 1 \tag{4.17}$$

Les valeurs a et b représentent les axes de notre ellipses. Ils se mesurent tout simplement en prenant les maximums de X et Y : $a = (\max(X) - \min(X))/2$ et $b = (\max(Y) - \min(Y))/2$. La relation suivante nous permet de remonter à la phase $\phi$ entre les deux détections homodynes :

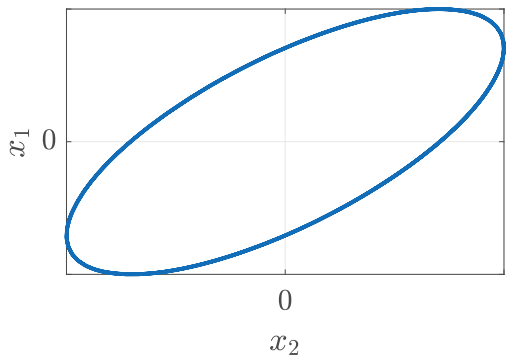



FIGURE 4.18 – Ellipse (théorique) obtenue avec les signaux des deux détections homodynes.

$$\phi = 2 \arctan\left(\frac{a}{b}\right) \tag{4.18}$$

Sur l'expérience, la phase est mesurée toutes les 50 ms pendant un intervalle de temps de 8 ms, ce qui nous permet d'avoir une estimation de la phase en temps réel. Un hacheur placé sur le faisceau d'analyse de la phase permet de séparer les deux séquences. Les moments de mesures de phase sont détectés grâce à une photodiode placée après le hacheur (figure 4.16). Le signal de cette photodiode est envoyé sur la voie 4 de la carte d'acquisition.

## 4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait un tour d'horizon de tous les outils expérimentaux à notre disposition sur l'expérience. Nous disposons maintenant de tous les éléments nécessaires à la génération de nos états quantiques. Ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 5

# Analyse des résultats

## Sommaire


5.1 Photons uniques . . . . . **89**
5.2 Le chat de Schrödinger . . . . . **92**
5.2.1 Résultats . . . . . 94
5.2.2 Taux de production . . . . . 94
5.2.3 Mise en perspective . . . . . 95
5.2.4 Évolution de la communauté . . . . . 96
5.3 États NOON et autres projections . . . . . **97**
5.4 Les limites de l'expérience . . . . . **98**
5.4.1 Qualité des photons uniques . . . . . 98
5.4.2 Taux de production . . . . . 100
5.4.3 Le caractère aléatoire . . . . . 101
5.5 Conclusion . . . . . **101**


Dans ce chapitre, nous allons analyser les résultats obtenus lors de l'exprience de *breeding*. Les mesures ont été réalisées en deux temps. Tout d'abord, les mesures selon des phases de 90°, 120°, 150° et 180° ont été réalisées à mon arrivée au laboratoire, elles font l'objet de la thèse de Jean Etesse (Etesse, 2014). Dues à la symétrie de la fonction de Wigner des états chats, ces mesures sont suffisantes pour caractériser nos états. Cependant, afin de pouvoir compléter la caractérisation, nous avons mesuré des distributions du champ selon les autres phases : 0°, 30° et 60°.

Nous commencerons par présenter les états de Fock à un photon produit, pour poursuivre avec les états chats de Schrödinger obtenu avec le protocole. Enfin, nous finirons par analyser les autres états que l'on peut produire à partir de notre protocole.

## 5.1 Photons uniques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, notre protocole est basé sur la génération d'états de Fock à un photon. La qualité de ces états est donc déterminante.

Avant de passer à l'étape de breeding, la qualité des photons uniques a donc été mesurée et optimisée. Pour cela, il suffit de retirer la lame de breeding et de réaligner légèrement les faisceaux idlers aux entrées des détections homodynes.

La qualité des photons produits par les deux cristaux sont sensiblement les mêmes. Les taux de productions de nos états sont d'environ 1 kHz. Pour réaliser la tomographie, 50 000 points ont été acquis. Comme les états de Fock sont des invariants de phase, elle n'est ni asservie ni mesurée ; la matrice densité de l'état reconstruit sera donc nécessairement diagonal dans la base de Fock. Grâce à la méthode de maximum de vraisemblance décrite dans le chapitre 1 (1.3.2.2), la tomographie des états a été réalisée avec et sans correction des pertes. Les deux fonctions de Wigner sont tracées sur les figures 5.1(a) et (b). Comme on peut le voir la négativité des états est très prononcée. A titre de comparaison, la fonction de Wigner d'un état de Fock à un photon pur est représentée par une nappe sombre.

Les éléments diagonaux ainsi que la distribution des points mesurés sont représentés sur les figures 5.1(c) et 5.1(d). Pour les états de Fock, la fidélité s'obtient directement par la valeur de l'élément diagonal de l'état désiré. Ainsi, une fidélité de $78 \pm 4\,\%$ à été obtenue après correction des pertes. Les barres d'erreurs, sont déterminée grâce aux incertitudes sur l'efficacité de notre détection homodyne. La négativité de la fonction de Wigner est de -0.08 sans correction et de $-0.18 \pm 0.02$ avec.

Une autre façon de caractériser les états a été développée par un de mes prédécesseurs (Ourjoumtsev, 2007). Il montre que la distribution de probabilité de notre état en présence de pertes peut s'écrire :

$$P_1(x) = \frac{e^{\frac{x^2}{\sigma^2}}}{\sqrt{\pi\sigma^2}}\left(1 - \frac{\delta}{2} + \frac{\delta x^2}{\sigma^2}\right) \tag{5.1}$$

où $\delta$ et $\sigma$, sont des paramètres variables. Il est donc possible d'obtenir rapidement ces deux paramètres par une méthode de maximum de vraisemblance classique, ce qui est beaucoup plus rapide que la méthode de reconstruction « quantique » . Les éléments diagonaux de la matrice densité et la fonction de Wigner sont donnés par les formules suivantes :

$$\langle n|\,\rho\,|n\rangle = 2\frac{(\sigma^2-1)^{n-1}}{(\sigma^2+1)^{n+2}}\left[\sigma^4(1-\delta) + \sigma^2\delta(1+2n) - 1\right] \tag{5.2}$$

$$W(x,p) = \frac{e^{\frac{x^2+p^2}{\sigma^2}}}{\pi\sigma^2}\left(1 - \frac{\delta}{2} + \frac{\delta(x^2+p^2)}{\sigma^2}\right) \tag{5.3}$$

En réalité, cette description est surtout utile car les paramètres $\delta$ et $\sigma$ peuvent être obtenus grâce au moment d'ordre 2 ($V_2$) et 4 ($V_4$) de la distribution. Pour être calculés, ces moments demandent très peu de ressources, ce qui permet de les calculer « en temps réel » . Le lien entre les moments $V_2$ et $V_4$ et les paramètres $\sigma$ et $\delta$ est :

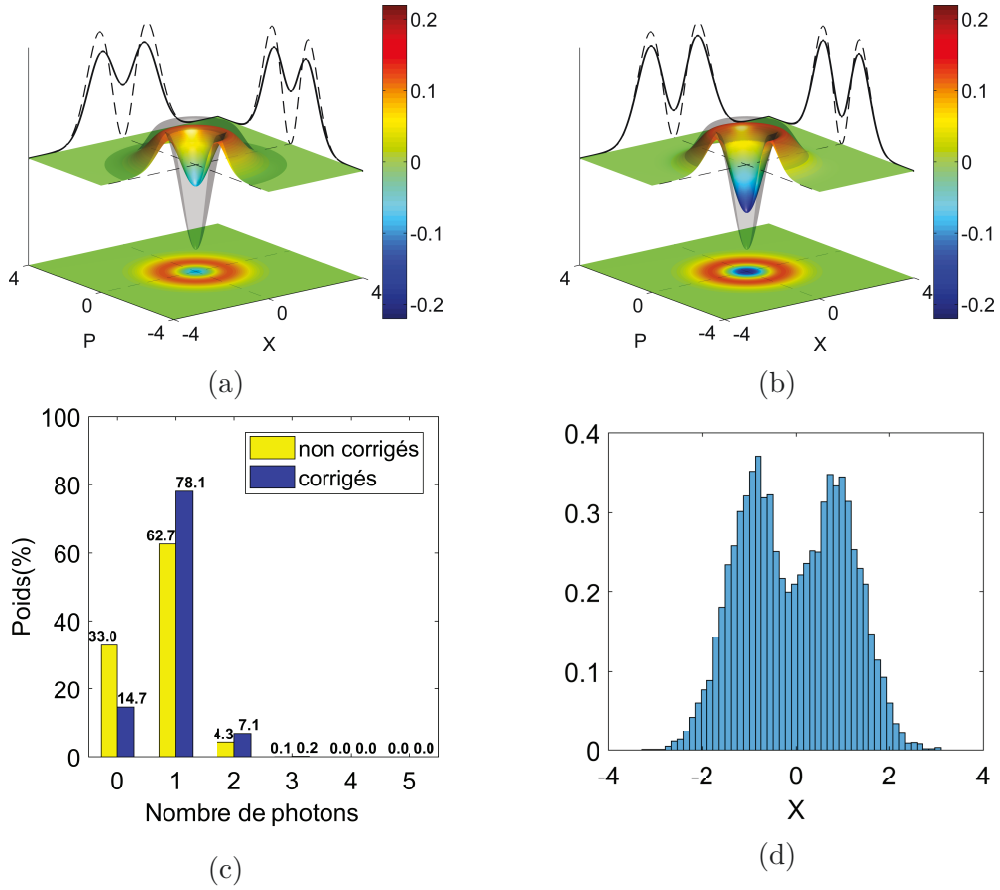



FIGURE 5.1 – Qualité du photon unique obtenu. (a) : fonction de Wigner non corrigée des pertes ; (b) : fonction de Wigner corrigée des pertes de 77 %. Sur les deux figures, la fonction de Wigner d'un photon unique parfait est représentée par un film sombre. Les projections continues représentent les probabilités de distributions selon les axes X et P. Les traitillées sont les projections d'un photon parfait. (c) : éléments diagonaux des matrices densités des photons uniques corrigés et non-corrigés des pertes ; (d) distribution des points mesurés par la détection homodynes.

$$\begin{cases} \sigma^2 = 2V_2\left(1-\sqrt{1-\frac{V_4}{3V_2^2}}\right) \\ \\ \delta = \frac{\sqrt{1-\frac{V_4}{3V_2^2}}}{1-\sqrt{1-\frac{V_4}{3V_2^2}}} \end{cases} \tag{5.4}$$

Une propriété remarquable de l'expression de $\delta$ est qu'il ne dépend que du rapport $\frac{V_4}{V_2^2}$. Ce rapport ne dépend pas de la normalisation des données. Un facteur de normalisation $\eta$ donnerai : $\frac{V_4'}{V_2'^2} = \frac{\eta^4 V_4}{(\eta^2 V_2)^2} = \frac{V_4}{V_2^2}$. Ainsi, il est possible d'obtenir ce paramètre directement après l'acquisition sans avoir à faire une mesure de la variation standard du vide (qui nécessite une opération manuelle pour bloquer les voies idlers).

Pour un photon unique, $\delta$ varie entre 0 (état de vide « parfait » ) et 2 (état de Fock à un photon parfait). On peut montrer (Ourjoumtsev, 2007) que la fonction de Wigner de notre état est négative si et seulement si $\delta > 1$. Ainsi, au fur et à mesure des thèses, le paramètre $\delta$ est devenu essentiel car il permet de juger et d'optimiser nos photons en temps réel. Son optimisation est un des défis quotidiens du laboratoire et l'obtention du « $\delta$ parfait » constitue le Graal de tous les « thésards » et « post-doc' » pendant leurs années de durs labeurs.

Les valeurs de $\delta$ et de $\sigma$ de nos photons, sont indiquées dans le tableau récapitulatif des photons uniques : 5.1.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_{nc}$ | $\mathcal{N}_c$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| 1.02 | 1.28 | -0.08 | -0.18±0.02 | 0.77 | 63 % | 78 % |

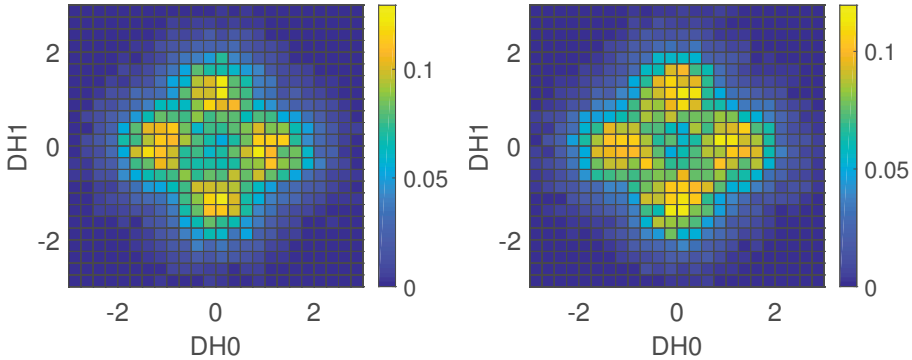
Table 5.1 – Résumé des paramètres de la génération des photons uniques. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction.

## 5.2 Le chat de Schrödinger

Une fois que nous avons obtenu des photons uniques de bonnes qualités, nous pouvons replacer la lame de breeding et mesurer nos états chats de Schrödinger.

Comme nous avons un état bimode, au lieu de représenter les deux distributions des détections homodynes, il est possible de représenter la distribution bimode (la DH0 en fonction de la DH1) de nos états pour les différentes phases.

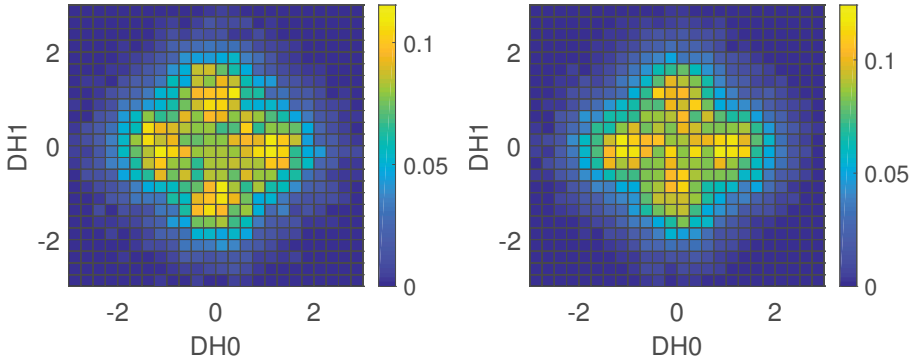
Pour chaque phase, de 0 ° à 180 °, nous avons mesuré environ 15 000 points correspondants aux instants où la présence d'un photon a été annoncée sur chacune des voies idlers de nos cristaux. Ces distributions sont représentées sur la figure 5.2. Tout comme pour les photons uniques, un autre de mes prédécesseurs a réalisé un modèle permettant d'estimer la qualité de la distribution bimode par un fit classique (Etesse, 2014), elle ne sera cependant pas détaillée ici.




(a) 0 °



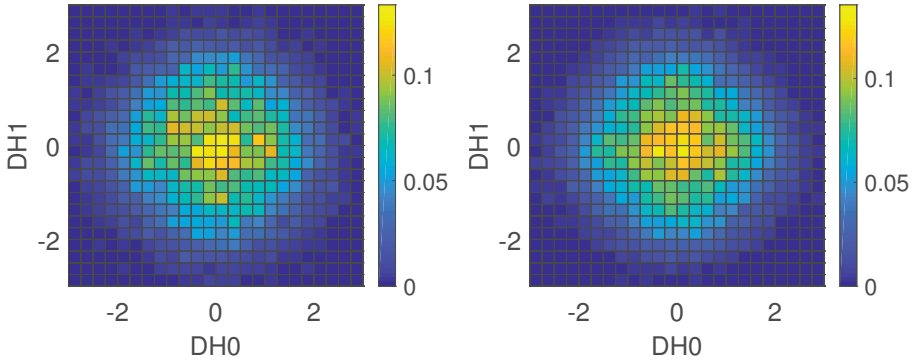

(b) 180 °




(c) 30 °



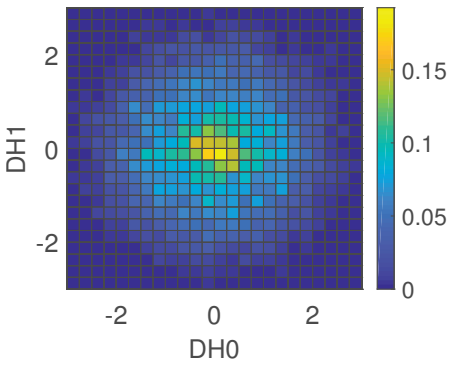

(d) 150 °




(e) 60 °




(f) 120 °




(g) 90 °

FIGURE 5.2 – Histogrammes bidimensionnels normalisés des points expérimentaux de 0 ° à 180 °

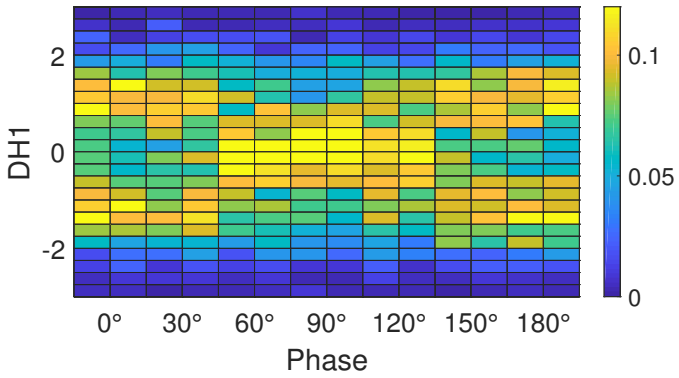



FIGURE 5.3 – Représentation des distributions des données après conditionnement.

### 5.2.1 Résultats

Pour chaque phase, une fois que les données sont normalisées, nous sélectionnons celles pour lesquelles la DH0 a mesuré une valeur de la quadrature X tel que : $|x| < 0.2$. On peut ainsi représenter l'histogramme de la distribution des points pour chacune des phases, elle est représentée sur la figure 5.3.

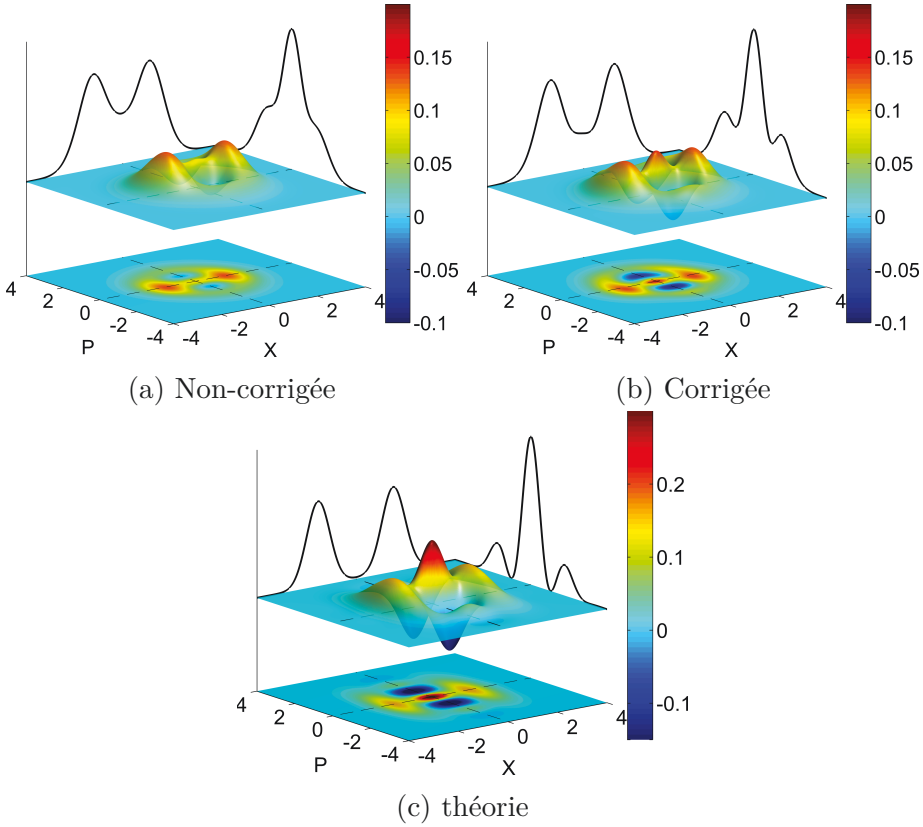
Les distributions ainsi obtenues nous permettent de reconstruire l'état chat de Schrödinger créé. Les fonctions de Wigner, de l'état obtenu avec et sans correction des pertes de détection sont représentées sur les figures 5.4(a) et (b). Pour comparaison, la fonction de Wigner d'un état chat de Schrödinger d'amplitude $\alpha$ =1.63 et de paramètre de squeezing s=1.52, a été tracée sur la figure 5.4(c).

Il est important de noter que seules les pertes de la détection homodyne de mesure ont été corrigées. La première détection fait partie intégrante de notre protocole, et comme nous ne pouvons différencier les « faux coups » des « bons coups » , les « faux coups » à zéro ne peuvent malheureusement pas être corrigés.

Les fidélités entre un état chat de paramètres $\alpha$=1.63 et s=1.52 et les fonctions de Wigner reconstruites, sans et avec corrections des pertes, sont de 47 % et 60 % respectivement. La négativité des fonctions de Wigner étant la preuve que notre état ne peut pas avoir été obtenu par une superposition classique, il apparaît naturel de l'étudier. Le minimum de la fonction de Wigner théorique est : $W_{\text{min,th}} = -0.21$. Sans correction des pertes, la fonction de Wigner est très légèrement négative ($W_{\text{min}} = -0.008$), en revanche, après correction des pertes, la négativité est nettement plus prononcée : $W_{\text{min,cor}} = -0.08$, ce qui permet de confirmer le caractère quantique de notre état.

### 5.2.2 Taux de production

Les taux de production de nos photons uniques étaient d'environ 1 kHz, il est donc naturel que le taux de coïncidence des photons soit beaucoup plus faible, il est d'environ 1 Hz. Ce taux étant très faible, les mesures ne peuvent donc pas être faites en une journée, d'autant plus, que le temps de traitement des données par le programme d'acquisition diminue le taux d'analyse à seulement 0.1 Hz. Ainsi ces mesures sont le fruits de 2 fois 2 mois de mesures intensives. De tels temps de mesures imposent une grande stabilité de l'expérience. Dans le laboratoire, durant les « bons jours » , le temps de mesure pouvaist atteindre environ 8-10 h, donnant




(a) Non-corrigée (b) Corrigée

(c) théorie

FIGURE 5.4 – Fonction de Wigner de l'état chat de Schrödinger sans correction des pertes (a) et avec correction des pertes (b). (c) : fonction de Wigner théorique d'un état chat d'amplitude $\alpha$ =1.63 et et paramètre de squeezing s=1.52.

quelques précieux milliers de points.

Le nombre de points total mesuré selon toutes les phases est d'environ 85 000 points. Après conditionnement, il nous reste 12 500 points selon 7 phases différentes. Ceci nous indique que le taux de succès du conditionnement homodyne est d'environ 15 %. Nous pouvons ainsi déterminer le taux de production des états chats de Schrödinger qui est d'environ 0.15 Hz.

### 5.2.3 Mise en perspective

De tels taux de production sont trop faibles pour espérer effectuer des protocoles quantiques avec notre expérience actuelle. De la même façon, l'itération du protocole semble difficilement réalisable.

Ces faibles taux sont liés à la faible probabilité d'obtenir deux photons simultanément. L'intérêt majeur du protocole que nous avons mis en œuvre est qu'il permet l'insertion de mémoires quantiques permettant de stocker les photons créés de façon à pouvoir les synchroniser. De telles mémoires augmenteraient grandement le taux de production des états chats de Schrödinger (Etesse et al., 2014). A titre d'exemple, l'utilisation d'une mémoire quantique nous permettrait d'accroitre le taux de production de nos états de trois ordres de grandeurs, soit $\sim$ 100 Hz. Nous serions alors uniquement limités par le taux de production de nos photons uniques. La construction d'une telle mémoire sera abordée dans le dernier chapitre de ce

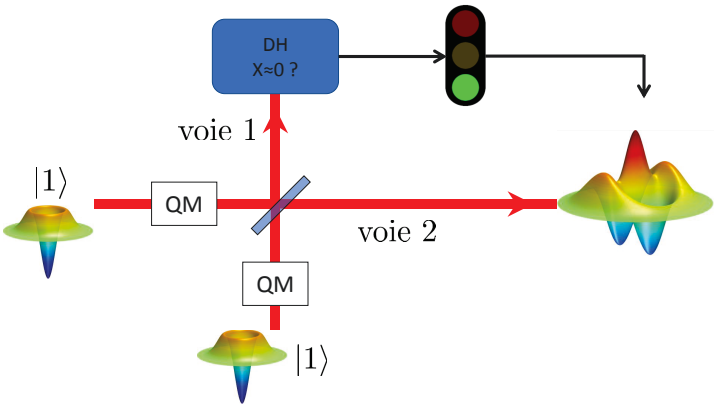



FIGURE 5.5 – Utilisation de mémoire quantique. Les deux mémoires permettent de synchroniser deux photons uniques produits à des instants différents. QM : mémoire quantique.

manuscrit.

### 5.2.4 Évolution de la communauté

La génération des états chats suscite un grand intérêt dans le domaine de l'ingénierie quantique. Si à la fin de ces mesures, l'état chat obtenu sur notre expérience détenait la plus haute fidélité pour un chat de Schrödinger pair en espace libre, la communauté a beaucoup avancé au cours des dernières années.

Le groupe de Julien Laurat a produit des chats de Schrödinger en 2015, obtenant de meilleurs fidélité et taux de production. En combinant les avantages des lasers continus (qui permettent d'avoir de meilleures efficacités de détections grâce à un bon mode matching) ainsi que des détecteurs supra-conducteurs, Ils ont réussi à obtenir des états fidèles à 67 % à l'état cible (amplitude alpha = 1.73, squeezing : $-3\,\mathrm{dB} \Leftrightarrow$ s=1.41) pour un taux de production de 200 Hz (Huang et al., 2015). La méthode employée consiste à utiliser un OPA en configuration dégénérée avec un accord de phase de type II : les photons idler et signal ont ainsi deux polarisations différentes et sont séparés par un cube séparateur de polarisation. L'utilisation de deux détecteurs sur une des voies de sorties permet d'annoncer la génération d'états de Fock à deux photons. Si l'on place une lame demi-onde, dont les axes neutres ne sont pas alignés aux polarisations des photons, en amont du cube, il est alors possible de détecter deux photons issues du même photon pompe. Cette incertitude projette l'état en sortie sur la superposition suivante : $a\,|0\rangle + b\,|2\rangle$ où $a^2 + b^2 = 1$. L'avantage de cette méthode est que l'on peut choisir les poids des coefficients $a$ et $b$ en changeant simplement l'orientation de la lame demi-onde, ce qui permet de produire des états chats de Schrödinger.

En 2017, le groupe d'Alexander Lvovsky a réalisé un protocole de breeding en envoyant des chatons de Schrödinger sur les deux voies d'entrées (Sychev et al., 2017). Il a ainsi réussi à obtenir un état chat de Schrödinger d'amplitude $\alpha = 1.85$ avec un squeezing s=1.42. Si leurs efficacités de détections de 62 % sont très faibles, la fidélité des états corrigés est cependant très élevée (77 %). Le taux de coïncidence des chatons est d'environ 2 Hz, ce qui donne un taux de production d'état chat légèrement inférieur. Cette expérience représente la première réalisation expérimentale

d'un protocole permettant d'accroître la taille d'états chats de Schrödinger d'amplitude non nulle. Pour réaliser cela, ils ont combiné le protocole présenté dans ce chapitre avec la méthode de génération d'états chatons de Schrödinger (Ourjoumtsev et al., 2006b).

## 5.3 États NOON et autres projections

Dans la section précédente, nous nous sommes penchés sur la production d'états chats de Schrödinger à partir du protocole de breeding. Cependant, nous avons vu dans le chapitre 3 que notre protocole nous permet de produire n'importe quelle superposition d'états de Fock à zéros et deux photons :

$$|\psi_2\rangle = \alpha\,|0\rangle + \beta\,|2\rangle \tag{5.5}$$

où $\alpha$ et $\beta$ doivent respecter la relation suivante : $\alpha^2 + \beta^2 = 1$.

La figure 5.6(a) représente les valeurs de $\alpha$ et $\beta$ en fonction du conditionnement. Nous avons reconstruit les fonctions de Wigner d'états obtenus pour plusieurs conditionnements : $X_{\text{cond}}$ =0.2, 0.4, 0.6, 0.71, 0.9, 1, 1.1, 1.3 et 1.5. Les fonctions de Wigner corrigées des pertes de ces états sont toutes représentées sur la figure 5.7.

Sur la figure 5.6(a), deux points particuliers sont mis en exergue. Les état obtenus pour de tels conditionnements correspondent à un état de Fock à deux photons : $|2\rangle$ pour $X_{\text{cond}} = 0.71$ et au cas $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |2\rangle)$ pour $X_{\text{cond}} = 1.1$. La fidélité de nos états en fonction du conditionnement est tracée sur la figure 5.6. Comme on peut le voir la fidélité la plus faible est atteinte pour l'état de Fock à deux photons. Cette faible fidélité a plusieurs origines : les pertes réduisent très rapidement la composantes à deux photons (de même pour le conditionnement), de plus, le conditionnement $|X_{\text{mes}} - X_{\text{cond}}| < 0.2$, est relativement large.

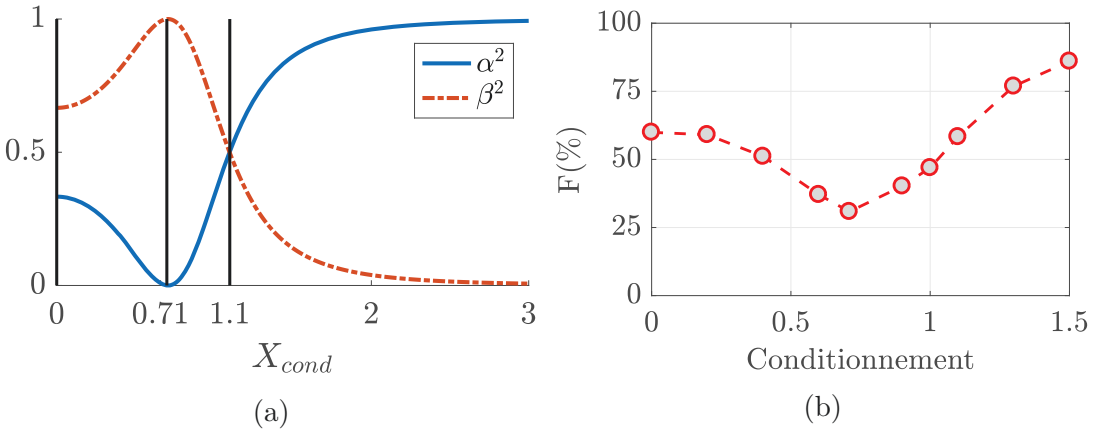



FIGURE 5.6 – (a) : Valeurs des coefficients $\alpha^2$ et $\beta^2$ en fonction de la valeur mesurée par la détection de conditionnement : $X_{\text{cond}}$. Les traits pleins verticaux représentent les cas discutés : x=0, x=0.71, x=1.1. (b) : fidélité des états obtenus (corrigés des pertes) en fonction de la valeur du conditionnement homodyne.

A l'inverse, plus la présence de vide dans l'état attendu est importante, plus la fidélité augmente. Cela s'explique par le fait que la part de vide de notre état, qui ne peut pas se perdre, devient de plus en plus importante.

Un dernier point intéressant est le cas ou $X_{\text{cond}} = 0.9$. Théoriquement, la fonction obtenue est : $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|2\rangle$, il s'agit du même état que celui obtenu avec un conditionnement en zéro tourné dans l'espace des phases d'un angle de 90 °. Cependant, la fidélité entre l'état obtenu et l'état théoriquement produit n'est que de 47 %, ce qui est bien plus faible que celle obtenue pour un conditionnement en zéro (60 %). Cela s'explique par la position moins stratégique du conditionnement. En effet, pour la valeur $X_{\text{cond}} = 0.9$, la probabilité de mesurer un photon unique n'est pas nulle contrairement au cas ou $X_{\text{cond}} = 0$.

En réalité, toutes nos reconstructions sont équivalentes à faire la tomographie de l'état Hong-Ou-Mandel appelé état NOON à deux photons. Ces reconstructions nous permettent ainsi de caractériser l'intrication de notre état. Une telle caractérisation a été réalisée par le groupe d'Akira Furusawa en 2016 (Makino et al., 2016). Il réalise ici la même expérience que nous mais avec un laser continu. Cependant, l'implémentation de deux mémoires quantiques permet d'obtenir un taux de coïncidences bien supérieur à notre cas : 90 Hz.

## 5.4 Les limites de l'expérience

Dans cette section, nous allons analyser les différents points qui limitent la qualité des états obtenus.

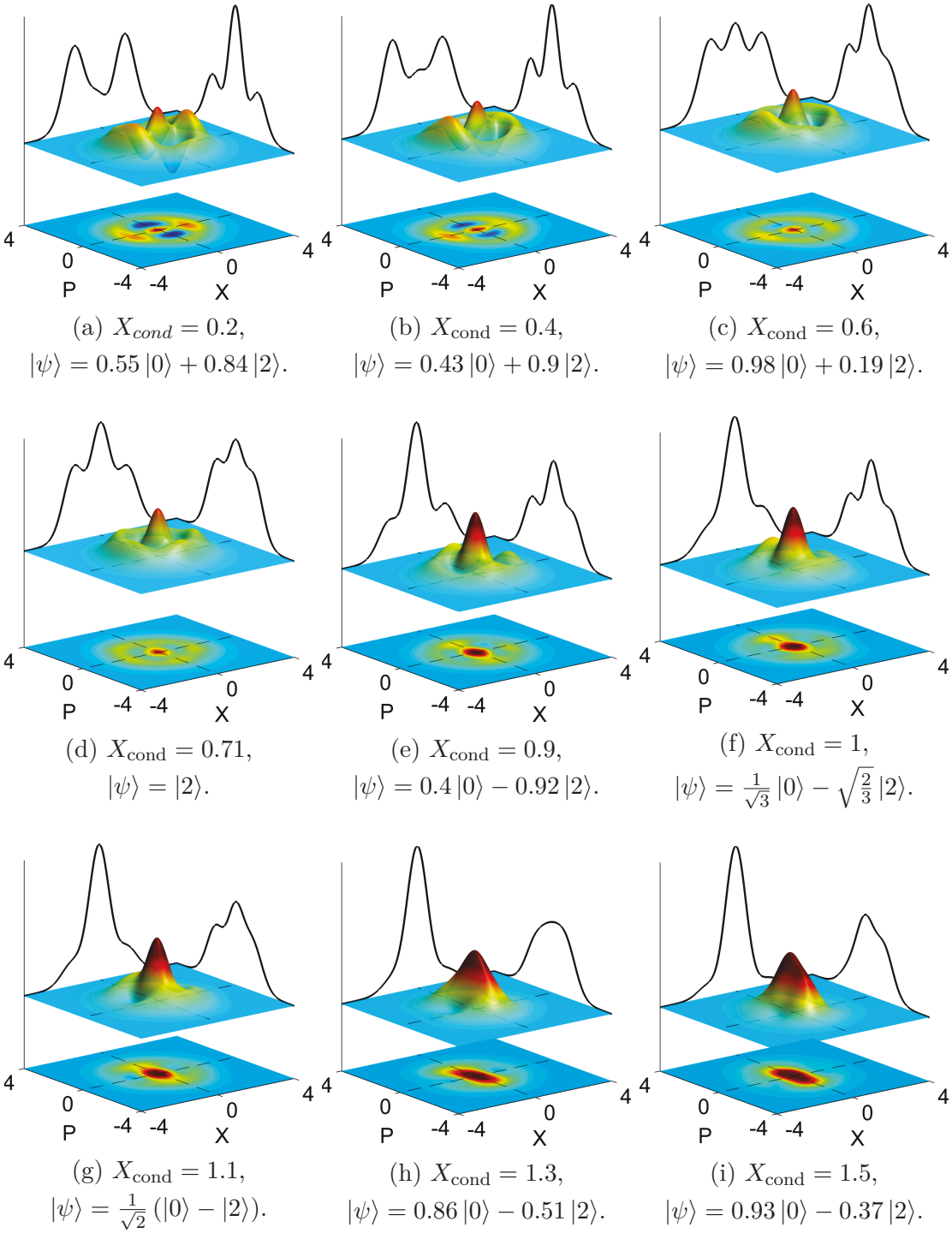
### 5.4.1 Qualité des photons uniques

Un des points essentiels qui limite la qualité de nos états chats de Schrödinger est la fidélité des photons uniques produits. Par rapport à la dernière version de l'expérience qui a servi à produire des photons uniques, la fidélité des états a été augmentée de 12 % (de 66 % à 78 %), ce qui représente déjà un progrès considérable. Cependant, cette valeur est encore loin d'être parfaite, et les $\delta$ obtenus au laboratoire sont toujours loin de la valeur « rêvée » avec $\delta = 1.28$.

Pour comparaison, la plus haute fidélité pour un état de Fock à un photon à été récemment obtenue par le groupe de Julien Laurat, la fidélité atteint 93 % (Jeannic et al., 2016). On comprend tout de suite qu'avec de tels états aux entrées de notre dispositif, nous pourrions obtenir une bien meilleure fidélité pour les états chats produits avec le protocle de *breeding*. La qualité des états produits par ce groupe s'explique par le fait qu'ils utilisent des lasers continus. Le mode matching est plus délicat en régime impulsionnel car il faut bien maîtriser le recouvrement spectral des impulsions.

Pour améliorer la fidélité de nos états, plusieurs solutions sont envisageables. L'utilisation de fibres optiques peut permettre de filtrer le profil spatial de l'oscillateur local. De la même façon l'implémentation de cavité peut permettre d'améliorer les profils spatiaux du faisceau bleu (et donc des photons) et de l'oscillateur local.

Le problème de recouvrement spectral s'explique par la forme non gaussienne du spectre du faisceau pompe. La GSH correspond à la convolution du spectre du faisceau pompe sur lui-même ce qui a pour effet de lisser le spectre. Il en est de même pour la SPDC. Ainsi, les spectres des photons et de l'oscillateur local sont assez différents. De plus, la GVM au niveau de la GSH a tendance à allonger temporellement notre faisceau et donc réduire son spectre, cela nous donne des




(a) $X_{cond} = 0.2$, $|\psi\rangle = 0.55\,|0\rangle + 0.84\,|2\rangle$.

(b) $X_{\text{cond}} = 0.4$, $|\psi\rangle = 0.43\,|0\rangle + 0.9\,|2\rangle$.

(c) $X_{\text{cond}} = 0.6$, $|\psi\rangle = 0.98\,|0\rangle + 0.19\,|2\rangle$.

(d) $X_{\text{cond}} = 0.71$, $|\psi\rangle = |2\rangle$.

(e) $X_{\text{cond}} = 0.9$, $|\psi\rangle = 0.4\,|0\rangle - 0.92\,|2\rangle$.

(f) $X_{\text{cond}} = 1$, $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\,|0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}\,|2\rangle$.

(g) $X_{\text{cond}} = 1.1$, $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(|0\rangle - |2\rangle)$.

(h) $X_{\text{cond}} = 1.3$, $|\psi\rangle = 0.86\,|0\rangle - 0.51\,|2\rangle$.

(i) $X_{\text{cond}} = 1.5$, $|\psi\rangle = 0.93\,|0\rangle - 0.37\,|2\rangle$.

FIGURE 5.7 – Fonctions de Wigner des états obtenus pour différents conditionnements.

photons qui ont un spectre plus fin que celui de l'oscillateur local. Une solution à ce problème peut être d'envoyer l'oscillateur local à travers une cavité dont la longueur est légèrement différente de celle du taux de répétition, ce qui aura pour effet de réduire le spectre de transmis, comme nous l'avons vu dans la section (2.2.2). Il serait ainsi possible de contrôler le spectre de l'oscillateur local en optimisant le contraste ou la valeur de $\delta$ des photons directement.

Une autre méthode possible consiste à transformer le spectre de l'oscillateur local grâce à l'utilisation de deux réseaux et d'un SLM (spatial light modulator) (Roslund et al., 2013; Weiner, 2000). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir des spectres non-gaussiens.

### 5.4.2 Taux de production

Le taux de production des photons uniques de l'expérience n'est pas très élevé ($\sim 1\,\mathrm{kHz}$), en conséquences, le taux de production des états chats de Schrödinger est encore plus faible ($\sim 0.15\,\mathrm{Hz}$). Ces faibles taux ont deux principales conséquences :

- ils empêchent toute possibilité d'implémentation de protocoles quantiques utilisant ces états,
- la qualité des états est réduite en raison du manque de stabilité de l'expérience.

Comme nous l'avons expliqué, plusieurs mois de prises de données intensives ont été nécessaires afin d'acquérir toutes les données. Il est bien entendu impossible de stabiliser une expérience aussi longtemps. Ainsi, les fluctuations de l'expérience réduisent inévitablement la qualité des états. Sur notre expérience, ce qui nous limite est un drift lent de la longueur d'onde centrale du laser. Comme nous le verrons plus loin, ce drift est dû aux fluctuations de températures de la table d'expérience, qui chauffe lorsque l'on allume le laser, et le reste de l'électronique. Malheureusement, pour des raisons de temps de vie du laser (et écologiques), il n'est pas pensable de laisser toute l'expérience allumée toute la nuit.

On observe aussi des fluctuations de températures de la pièce en raison de mauvais fonctionnements de la climatisation, qui fonctionne bien mieux la nuit lorsque toutes les salles d'expériences sont éteintes, que la journée. Ainsi, la journée de mesure la plus stable était un jour férié où l'expérience n'a presque pas eu besoin d'être réalignée.

Afin d'augmenter les taux de productions, plusieurs solutions sont envisageables :

- augmenter le taux de répétition du laser. Cette solution n'augmente cependant pas la probabilité d'avoir un photon.
- augmenter de la puissance de pompe par l'utilisation de cavité ou en augmentant la puissance du laser qui pompe le MIRA-900.
- réduire la largeur de l'accord de phase afin d'augmenter la probabilité de créer des paires de photons à la longueur d'onde du laser (U'Ren et al., 2005). Cette méthode permet notamment de s'abstenir des pertes liées au filtrage spectral des photons (Mosley et al., 2008). Les guides d'ondes permettent de contrôler l'accord de phase relativement facilement, cependant, la faible transmission du guide d'onde peut déformer le spectre des photons (Eckstein et al., 2014).

### 5.4.3 Le caractère aléatoire

Le taux de production des états chats est également impacté par le caractère aléatoire de la production des photons uniques. Les taux de coïncidences sont très faibles et beaucoup de photons sont « gâchés » . Les taux d'annonces des photons uniques sont de 1 kHz, ce qui donne environ 1 photon tout les 1 000 pulses. Le taux de coïncidence est donc d'environ $1/10^6$, ce qui implique que 99.9 % du temps, lorsqu'un photon unique est détecté, ce dernier est tout seul.

Pour résoudre ce problème, il existe deux principales stratégies :

- l'utilisation de sources de photons déterministes (Jeantet et al., 2016; Sapienza et al., 2015; Somaschi et al., 2016),
- l'implémentation de mémoires quantiques (Jobez et al., 2015; Parigi et al., 2015; Yoshikawa et al., 2013)

Ce sujet a déjà été abordé dans la partie 3.3.2, il n'est donc pas nécessaire de l'aborder de nouveau. Cependant, il apparaît évident que le futur de tous les protocoles quantiques passe par le développement de sources et de mémoires quantiques efficaces.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les états obtenus avec le protocole de breeding proposé dans le chapitre 3. Les mesures effectuées pour des phases de 0° à 180° ont permis de déterminer la qualité des états chats de Schrödinger produits. En corrigeant nos pertes de détections, une fidélité de 60 % a été atteinte.

Nous avons aussi étudié la qualité des états obtenus pour d'autres conditionnements ainsi que les photons uniques produits. Par rapport aux derniers photons produits sur l'expérience (Ourjoumtsev, 2007), la fidélité des photons uniques a été augmentée de 12 %.

Cependant, les taux de productions de nos photons uniques restent faibles (1 kHz), ce qui conduit à un taux de génération des états chats de Schrödinger de 0.15 Hz. Ces valeurs ne nous permettent pas d'envisager l'implémentation d'expériences plus importantes en terme de ressources.

Il était donc indispensable de faire évoluer notre expérience. Pour cela, nous avons réalisé une refonte en profondeur du dispositif expérimental. Ce travail fait l'objet de la troisième partie de cette thèse.

# Troisième partie

# Sources d'états de Fock à haute fréquence et mémoire quantique

# Chapitre 6

# Source de photon haute cadence

## Sommaire


6.1 Introduction . . . . . **105**
6.2 Augmentation du taux de répétition . . . . . **106**
6.3 Génération de seconde harmonique . . . . . **109**
6.3.1 Passage au $BiB_3O_6$ . . . . . 109
6.3.2 Paramètres de la cavité . . . . . 113
6.3.3 Paramètres expérimentaux de la cavité . . . . . 116
6.3.4 Les effets de sous-cavités . . . . . 119
6.3.5 Conclusion . . . . . 121
6.4 La cavité OPA . . . . . **122**
6.4.1 Paramètres de la cavité . . . . . 122
6.4.2 Puissances résonantes . . . . . 123
6.4.3 Alignement de la sonde . . . . . 123
6.4.4 Les effets thermiques . . . . . 126
6.4.5 Conclusion . . . . . 129
6.5 Génération d'état de Fock . . . . . **129**
6.5.1 Introduction . . . . . 129
6.5.2 Diminution du taux d'analyse . . . . . 131
6.5.3 Photon unique . . . . . 132
6.5.4 État de Fock à 2 photons . . . . . 135
6.6 Conclusion . . . . . **137**


## 6.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, il est impératif d'effectuer des changements majeurs sur l'expérience. Ces changements feront l'objet de ce chapitre et du suivant.

Les trois points principaux à améliorer (détaillés à la fin du chapitre 5), sont les suivants :

- la qualité des photons uniques,
- les faibles taux de production,
- le caractère aléatoire de la génération des états.

Dans ce chapitre, nous allons nous atteler à résoudre les deux premiers points. Pour pouvoir augmenter le taux de production de nos états, la solution la plus simple est d'augmenter le taux de répétition du laser. Pour cela, il nous suffit de retirer le pulse switch installé en sortie du laser. Les nouveaux paramètres du laser feront l'objet de la prochaine section.

Afin de revenir à des puissances comparables à l'ancienne configuration, la solution envisagée a été de construire des cavités optiques pour la génération de seconde harmonique (Kanseri et al., 2016) et la création des paires de photons. Les implémentations de ces cavités seront traitées dans les sections 3 et 4 de ce chapitre.

Un des avantages des cavités est qu'elles permettent aussi d'améliorer les profils spatiaux de nos faisceaux, ce qui devrait nous permettre d'améliorer la qualité de nos états. De plus, un changement de cristal a été effectué afin de s'abstenir des pertes liées aux fenêtres des frigos.

La dernière section de ce chapitre portera sur l'étude de la qualité des photons produits après tous ces changements.

Le schéma de la figure 6.1 montre les détails de cette nouvelle expérience. Le lecteur pourra remarquer la présence de nombreux espaces vides qui contraste avec des zones denses en optique. Ces espaces ont été volontairement préservés pour la suite de l'expérience qui sera présentée dans le chapitre suivant.

## 6.2 Augmentation du taux de répétition

Pour augmenter le taux de répétition, nous nous passons donc de l'utilisation du pulse switch. Pour cela, il suffit de replacer le coupleur de sortie dans la cavité laser, puis de replacer la fente à l'intérieur de la cavité. Le fonctionnement du laser est inchangé, à ceci près que l'extraction ne se fait plus par le modulateur acousto-optique, mais par un coupleur de sortie (figure 6.2).

Bien entendu, les paramètres du laser ont été modifiés avec le changement de configuration. Le spectre et le signal d'auto-corrélation sont tracés sur les figures 6.3(a) et (b). Si on compare par rapport au spectre de l'ancienne configuration (figure 4.5(b)), on remarque l'absence des pics autour du pic central à 850 nm. De plus, le spectre du signal des détections homodynes (figure 6.3(c)), nous indique que les pics des bruits aux hautes fréquences ont disparu. Ces absences nous confirment que le coupable était bien le modulateur acousto-optique du pulse switch.

Les nouveaux paramètres du laser sont résumés dans la table 6.1 où les paramètres de l'ancienne configuration sont rappelés afin de faciliter la comparaison.

Comme attendu, la puissance crête du laser a diminué d'un facteur 6. En revanche, la qualité du spectre ainsi que la réduction du bruit nous montrent que le faisceau est d'une meilleure qualité. Tout ceci nous laisse présager une amélioration

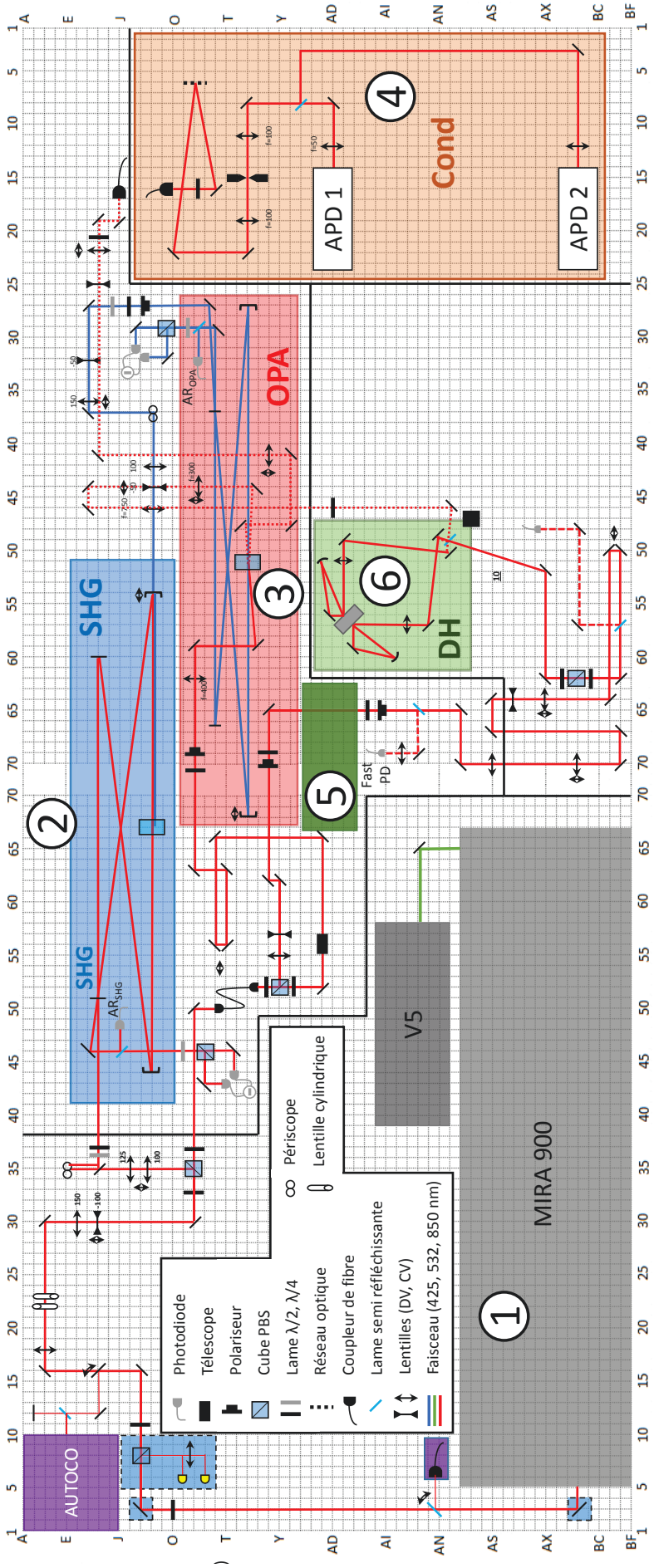



FIGURE 6.1 – Schéma de l'expérience. Comme dans le chapitre 4, l'expérience peut être séparée entre 6 étapes distinctes : ① le laser, ② le doublage de fréquence, ③ la génération des photons uniques, ④ la détection des paires de photons, ⑤ la cellule de Pockels et ⑥ la caractérisation des photons par une détection homodynes.

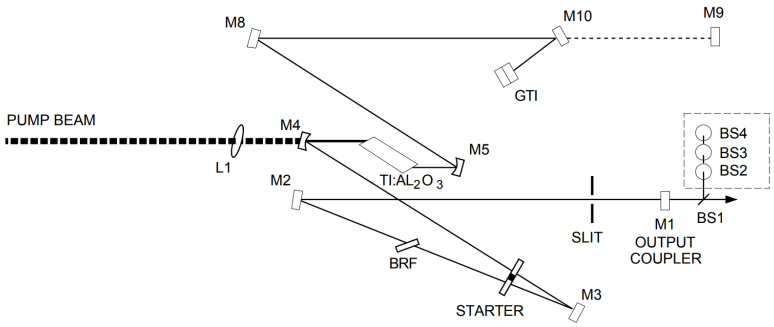



FIGURE 6.2 – Schéma du laser en configuration picoseconde à 80 MHz. BRF : lame biréfringente, GTI : interféromètre de Gires-Tournois.

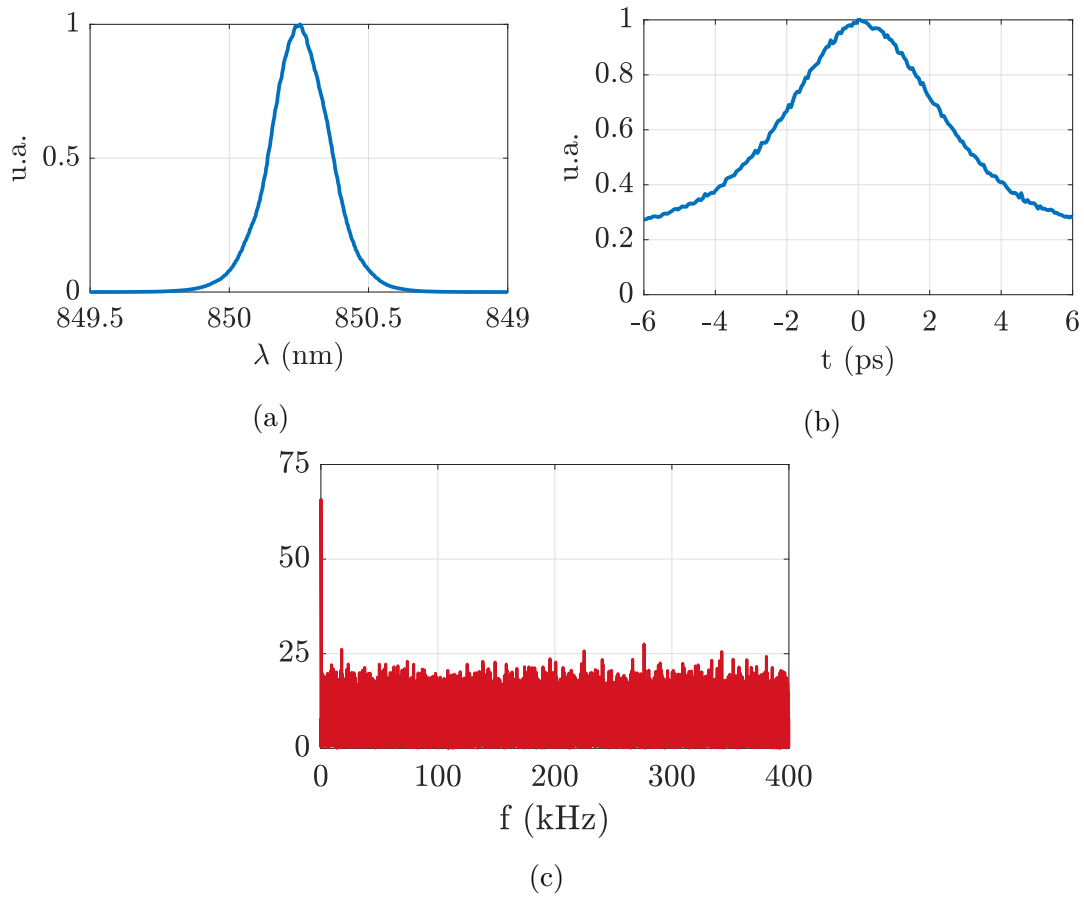



FIGURE 6.3 – Paramètres du laser à 76 MHz. (a) signal d'auto-corrélation du laser, (b) : spectre du laser, (c) : Spectre d'une des détections homodynes, les pics de bruits aux hautes fréquences ne sont plus présents.

de la qualité des photons. On note aussi que le laser est plus stable sans l'utilisation du cavity dumper et qu'il « delock » beaucoup moins souvent.

| | Ancienne configuration | Nouvelle configuration |
|---|---|---|
| **Taux de répétition** ($f_{rep}$) | 800 kHz | 76 MHz |
| **Longueur d'onde** ($\lambda_0$) | 850 nm | 850 nm |
| **Largeur spectrale** ($\Delta\lambda$) | 0.2 - 0.5 nm | 0.2 - 0.3 nm |
| **Largeur des impulsions** ($\tau$) | 2 - 4 ps | 2.5 - 4.5 ps |
| **Énergie par impulsions** ($E$) | 38 nJ | 7 nJ |
| **Puissance crête** ($P_c$) | 13 kW | 2 kW |
| **Puissance continue** ($P_{\text{cont}}$) | 30 mW | 500 mW |

Table 6.1 – Table des paramètres du laser pour l'ancienne configuration (avec le cavity dumper), et la nouvelle (sans le cavity dumper).

## 6.3 Génération de seconde harmonique

Comme la génération de seconde harmonique est un processus non-linéaire d'ordre 2, la diminution d'un facteur 6 de la puissance crête conduit théoriquement à une diminution d'un facteur 36 de la puissance du faisceau doublé à 425 nm. De telles puissances crêtes sont tellement faibles qu'il est impensable de produire des états de Fock par la génération d'état paramétrique spontanée.

L'implémentation de cavité s'est donc imposée comme la solution idéale pour augmenter les puissances crêtes qui traversent nos cristaux. Cependant, l'utilisation de nos frigos ne facilite pas l'installation des cavités en raison de l'encombrement des frigos et des pertes optiques liées aux fenêtres de ces derniers. De plus, le $KnBO_3$ étant peu utilisé, son prix est très élevé en comparaison avec d'autres cristaux permettant le même type de transformation du champ. Il a donc été décidé de changer de cristaux et de passer au $BiB_3O_6$.

### 6.3.1 Passage au $BiB_3O_6$

**Comparaison du $KnBO_3$ et du $BiB_3O_6$**

Les caractéristiques des cristaux de $BiB_3O_6$ et de $KnBO_3$ sont relativement différentes. Leurs paramètres sont résumés dans la table 6.2.

Dans un premier temps, le coefficient non-linéaire à 850 nm du $KnBO_3$ ($12\,\text{pm}\,\text{V}^{-1}$) est supérieur à celui du $BiB_3O_6$ ($3.5\,\text{pm}\,\text{V}^{-1}$), ce qui était la raison de son utilisation. En revanche, il reste plus élevé que celui de ces « concurrents » : le BBO et le LBO.

Contrairement au $KNbO_3$, l'accord de phase du $BiB_3O_6$ est critique. Il s'obtient en jouant sur l'angle entre le faisceau et le cristal et non plus sur la température de ce dernier. Ce type d'accord de phase nous permet de ne plus utiliser de frigo, ce qui nous donne plus de flexibilité en terme de place. L'absence de fenêtre nous

| | $KnBO_3$ | $BiB_3O_6$ |
|---|---|---|
| **Longueur d'onde du fondamental** ($\lambda_0$) | 850 nm | 850 nm |
| **Longueur d'onde du faisceau doublé** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | 425 nm |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | 3.5 pm.V$^{-1}$ |
| **GVM** | 1.9 ps.mm$^{-1}$ | 0.35 ps.mm$^{-1}$ |
| **GVD** (850 nm) | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | 124 fs$^2$.mm$^{-1}$ |
| **GVD** (425 nm) | 1700 fs$^2$.mm$^{-1}$ | 350 fs$^2$.mm$^{-1}$ |
| **Accord de phase** | Type I non critique | Type I critique |
| **Spatial walk-off** | ✗ | 53 mrad |

Table 6.2 – Comparaison des paramètres théoriques des cristaux de $KnBO_3$ et de $BiB_3O_6$.

permet aussi de réduire les pertes optiques. En revanche, ce type d'accord de phase conduit à l'apparition de walk-off spatial et nous empêche de focaliser trop notre faisceau.

Le $BiB_3O_6$ possède cependant des coefficients de GVM et GVD significativement plus faibles que le $KnBO_3$ (table 6.2), ce qui nous permet, si ce n'est d'augmenter la longueur des cristaux, de diminuer l'étalement de nos pulses.

### Accord de phase

Pour la génération de seconde harmonique, l'accord de phase utilisé est linéaire. La conservation de l'énergie et de l'implusion nous donne :

$$\omega_{425} = 2\omega_{850} \tag{6.1}$$

$$\vec{k}_{425} = 2\vec{k}_{850} \tag{6.2}$$

De part la relation $\vec{k}$ : $|\vec{k}| = n\frac{\omega}{c}$, il apparaît que la condition à satisfaire est :

$$n_{425} = n_{850} \tag{6.3}$$

Lorsque l'on utilise un accord de phase critique, il est important de déterminer les angles de coupe du cristal demandés lors de la fabrication. Ces angles s'obtiennent facilement à partir de l'équation de Sellmeier et de ces coefficients pour le $BiB_3O_6$, pour chacun des axes du cristal. Le cristal de $BiB_3O_6$ étant un cristal bi-axe, nous avons trois indices différents selon les 3 axes « naturels » du cristal. Il sont donnés dans la table suivante à 425 et 850 nm.

Dans notre cas, la polarisation du bleu est suivant l'axe $n_x$ et l'accord de phase est obtenu en ayant un angle $\theta_{cut} = 155.2\,°$ entre les axe $n_y$ et $n_z$. Le détail de ces calculs peut être trouvé dans l'article suivant (Yin et al., 2007).

| Longueur d'onde | $n_x$ | $n_y$ | $n_z$ |
|---|---|---|---|
| 425 nm | 1.813 | 1.850 | 2.002 |
| 850 nm | 1.764 | 1.792 | 1.927 |

TABLE 6.3 – Indices du cristal de $BiB_3O_6$ à 425 et 850 nm selon les trois axes naturels du cristal.

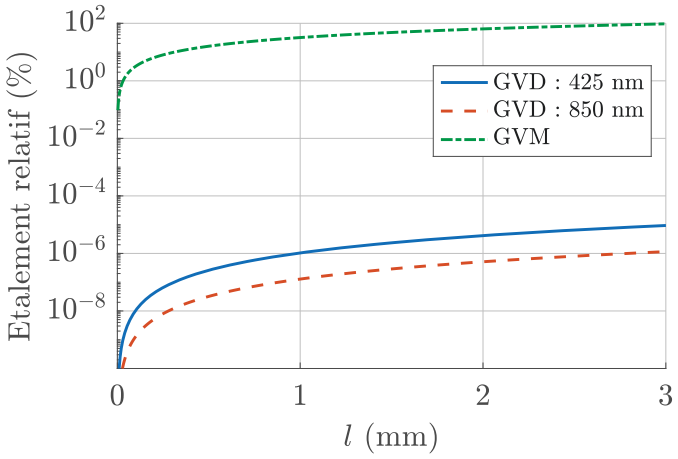



FIGURE 6.4 – Représentation de l'étalement relatif des pulses due à la GVM ainsi qu'à la GVD à 850 et 425 nm avec des cristaux de $BiB_3O_6$ . La longueur du pulse de référence est de $\tau = 2.6$ ps

#### 6.3.1.1 Choix de la taille du cristal

**Étude des effets de la GVM et de la GVD du $BiB_3O_6$**

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 4, pour optimiser les effets non-linéaires, il est plus avantageux d'augmenter la longueur d'un cristal que de la focaliser. Cependant, la taille des cristaux est limitée par les problèmes liés à la GVM et la GVD.

Comme nous changeons de cristal sur l'expérience, il nous faut de nouveau étudier ces problèmes. Le $BiB_3O_6$ a l'avantage d'avoir des coefficients de GVM et de GVD plus faibles que le $KnBO_3$ (table 6.2).

Ainsi, comme le montre la figure 6.4, la GVD est toujours négligeable à 425 nm et 850 nm. Cependant, comme le faisceau pompe dans l'infrarouge va résonner à l'intérieur d'une cavité, il passera plusieurs fois à travers notre cristal. La finesse de notre cavité restant faible (F<160), le nombre de passages effectué dans le cristal, donné par la formule : $N = \frac{F}{2\pi}$, reste raisonnable : N<25. L'étalement relatif lié à la GVD après 25 tours dans un cristal de 3 mm est toujours inférieur à $10^{-3}$%, elle est donc toujours négligeable.

En ce qui concerne la GVM, l'étalement relatif des pulses atteint 100% pour des cristaux de 3 mm. Pour le $KNbO_3$, ces valeurs étaient atteintes pour un cristal de 0.6 mm seulement. Il est donc possible d'augmenter la taille des cristaux que nous utilisons. L'utilisation des cavités n'a aucune conséquence sur la GVM. En effet, le faisceau bleu créé par GSH ne résonne pas, l'écart à prendre en compte est

réinitialisé après chaque passage.

Au vu de ces résultats, il a été choisi de commander des cristaux de 1, 2 et 3 mm auprès de la compagnie *Castech*.

**Walk-off spatial**

Pour des cristaux de cette taille, le waist qui maximise la puissance du faisceau doublé (lors d'un passage simple) est de l'ordre de quelques dizaines de µm. Cependant, il nous faut vérifier que le walk-off spatial ne nous posera pas de problème pour ces valeurs de waists. Les effets du walk-off spatial diffèrent en fonction de l'utilisation du cristal :

- pour la génération de seconde harmonique, le walk-off spatial a pour effet de déformer le profil spatial du faisceau,
- pour la SPDC, ils conduisent à une incertitude sur la position du photon unique. Mais comme la fibre filtre le profil spatial des photons, la principale conséquence serait de diminuer le taux de comptage.
- lorsque l'on fait de la différence de fréquence pour aligner l'OPA, le faisceau de l'idler risque d'être déformé, ce qui nous donnera de fausses informations lors de l'alignement de l'oscillateur local.

Le walk-off spatial est dû à la différence entre les directions du front d'onde d'un faisceau ($\vec{k}$) et de la propagation de l'énergie du faisceau (donnée par le vecteur de Poynting : $\vec{\Pi}$). Il est donnée par la dérivée de l'indice par rapport à l'angle $\theta$ entre le vecteur d'onde et l'axe des indices le plus élevé $n_e$ ($n_y$ dans le plan xy, $n_z$ suivants les autres) :

$$\alpha = -\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial \theta} \tag{6.4}$$

Pour un cristal bi-axe comme le $BiB_3O_6$, le walk-off est bidirectionnel. Cependant, la valeur maximale nous suffit pour vérifier que les effets peuvent être négligeables.

Dans notre cas, le bleu se propage selon l'axe $n_x$. Comme il correspond au minimum de l'indice, sa dérivée est nulle. Il n'y a donc pas de walk-off spatial pour ce faisceau. En revanche, ce n'est pas le cas du faisceau fondamental à 850 nm.

Pour le fondamental, la polarisation de ce dernier se situe dans le plan yOz. Il y a donc un effet de walk-off spatial dans ce plan. L'équation 6.4 nous permet de déterminer l'angle de walk-off spatial qui est de :

$$\alpha = 53\,\text{mrad} \tag{6.5}$$

L'expression de l'angle nous permet de déterminer l'écart entre deux faisceaux (à 850 nm et 425 nm) superposés à l'entrée du cristal relativement au waist du faisceau. Ces écarts sont tracés sur la figure 6.5 pour des cristaux de 1, 2 et 3 mm.

Ainsi, le walk-off spatial est un problème pour des waists trop petits. Sur l'expérience, nous avons choisi de fixer le waist du faisceau à 200 µm pour limiter les problèmes de walk-off spatial. A titre de comparaison, le waist optimal pour une longueur de cristal de 3 mm, donné par la formule 4.1, est d'environ 15 µm, ce qui

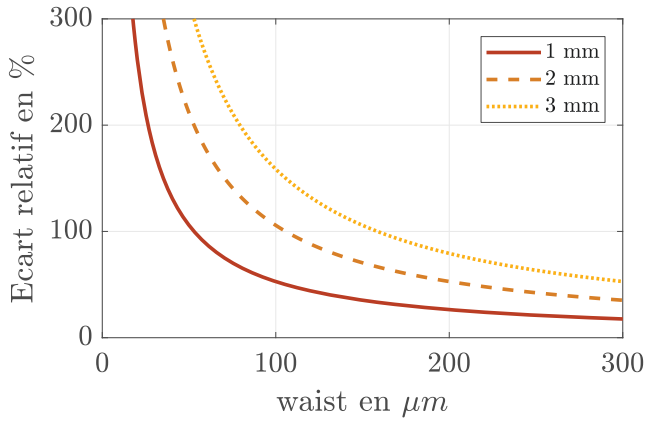



FIGURE 6.5 – Écart relatif entre les faisceaux à 425 nm et 850 nm.

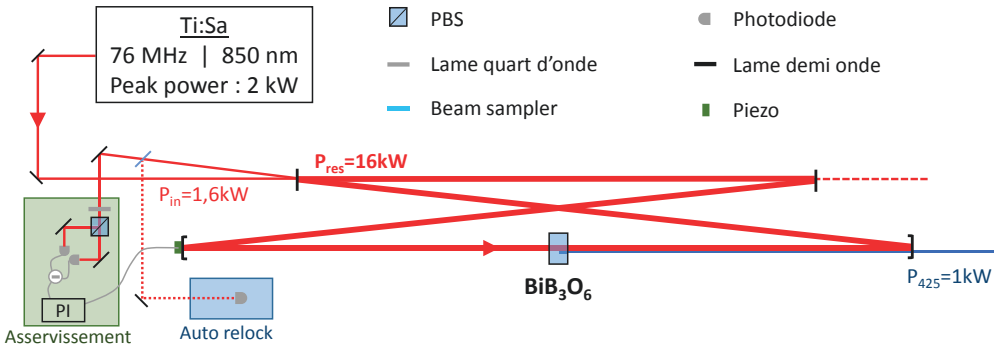



FIGURE 6.6 – Schéma de la cavité de génération de seconde harmonique.

nous donnerait un écart relatif bien trop grand. Nous avons donc plutôt intérêt à travailler avec des waists plus importants. Cependant, comme nous allons le voir, un waist de 200 µm nous permet de négliger le walk-off spatial tout en atteignant des efficacités de conversions très élevées.

### 6.3.2 Paramètres de la cavité

Dans cette section, nous allons décrire les paramètres de la cavité de doublage. Cette section fait naturellement appel aux notions étudiées dans le chapitre 2. Tout les paramètres de la cavité sont indiqués dans la table 6.4.

Pour pouvoir résonner correctement et ne pas réduire le spectre du faisceau résonnant (section 2.2.2), la longueur de la cavité doit correspondre à la distance entre les pulses du laser donnée par le taux de répétition du laser. Ce dernier, de 76 MHz, conduit à une longueur d'environ 3.95 m.

Afin d'effectuer un seul passage par tour dans les cristaux et de diminuer les pertes par GSH, nous avons choisi d'utiliser une configuration en papillon (figure 6.6). Pour limiter les problèmes d'ellipticités qui se posent lorsque l'on utilise des miroirs concaves, il nous faut avoir des angles d'incidences très faibles. Nous avons choisi des angles d'incidence d'environ 4°. Pour que la cavité résonne, il faut empêcher le faisceau de diverger. Pour cela deux miroirs concaves de rayons de courbures R=1 m ont été choisis. Les conditions de stabilités déterminées grâce à la formule

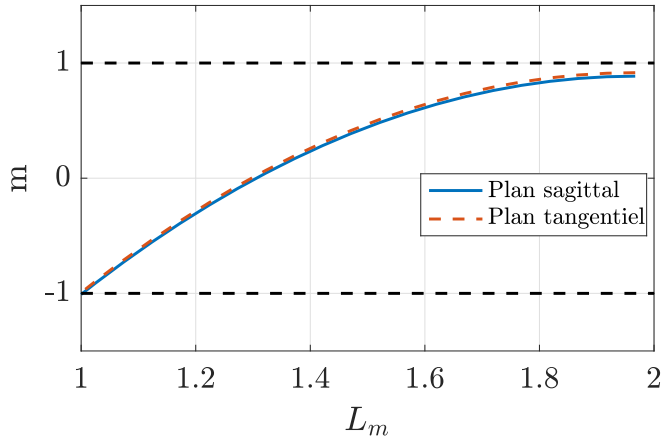



FIGURE 6.7 – Stabilisation en fonction de la distance entre les miroirs concaves. La cavité est stable si le paramètre m est compris entre les valeurs -1 et 1. Ici l'angle d'incidence sur les miroirs concaves est fixé à 4°.

2.4 sont tracées sur la figure 6.7, pour les faisceaux du plan sagittal et tangentiel. Ces miroirs ont l'avantage d'être stables pour n'importe quelle longueur entre les deux miroirs concaves (tant que $L_{\mathrm{m}}$ est plus petit que la distance entre nos pulses), ce qui nous permet de faire varier facilement le waist de la cavité.

Le cristal de $BiB_3O_6$ est placé à équidistance des miroirs concaves, sur une monture ayant 4 degrés de libertés : 3 angulaires et un selon le trajet du faisceau. Le miroir concave après le cristal est un miroir dichroïque réfléchissant le faisceau pompe à 850 nm tout en ayant un coefficient de transmission supérieur à 98% pour le faisceau à 425 nm, ce qui nous permet d'extraire le faisceau doublé.

### Paramètres de l'asservissement

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2 section 2.3, la méthode utilisée pour asservir la phase de la cavité est la méthode d'Hansch et Couillaud (Hansch and Couillaud, 1980). Le signal d'erreur est obtenu en faisant la différence des photocourants de deux photodiodes (utilisées pour l'asservissement de la phase dans la section 4.7). Le signal est ensuite envoyé dans un contrôleur PI (figure 6.8). Le signal de contrôle est ensuite envoyé dans un amplificateur *Piezo Drive PDL200*, dont le signal de sortie est appliqué sur une cale piezo-électrique *PI PD120.31* sur laquelle est collé un des miroirs concaves. Ces dernières sont plus courtes que celles utilisées pour l'asservissement de la phase décrit dans la section 4.7 (2.5 mm contre 8.5 mm), ce qui diminue la capacité de la piezo et augmente la bande passante de l'asservissement, rendant la cavité plus stable.

### L'autorelock

La cavité de doublage de fréquence est le premier bloc de l'expérience ; ainsi, sa stabilité est déterminante. Mais quand on travaille sur l'expérience, une multitude d'évènements viennent perturber la stabilité de la cavité et conduisent à la perte de l'asservissement (la chute d'un pied, d'une clé à Allen, un étudiant qui s'énerve un peu trop fort, etc...).

Afin de ne pas avoir à relancer constamment le circuit d'asservissement, un petit

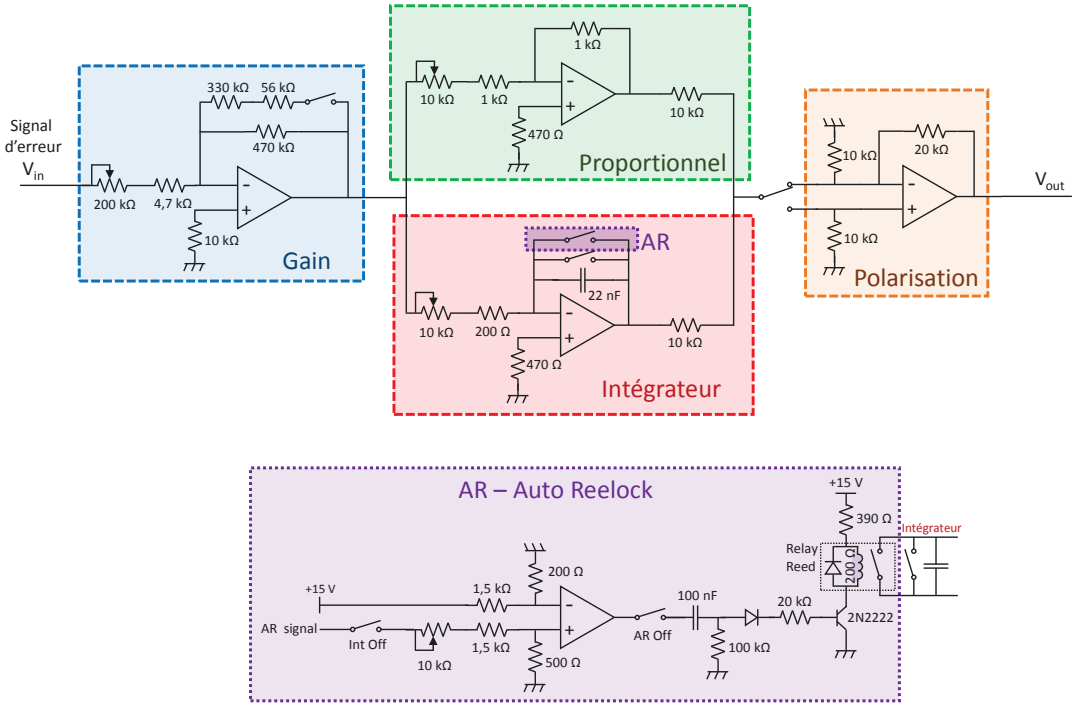



FIGURE 6.8 – Schéma du circuit d'asservissement utilisé pour la cavité de doublage ainsi que la cavité OPA. Le circuit est composé de quatre parties, un étage de gain, puis une partie intégrateur et proportionnel, enfin la dernière partie permet de changer la polarisation du signal. En bas : schéma de l'autorelock, ce dernier détecte le moment où la cavité n'est plus asservie et relance l'asservissement en court-circuitant l'intégrateur pendant un temps court.

circuit électronique a été fabriqué (figure 6.8). Ce dernier est tout d'abord constitué d'une photodiode qui regarde une partie du signal réfléchi par la cavité. Lorsque la cavité est asservie, les pulses sont transmis dans la cavité ; la puissance réfléchie par le miroir d'entrée est donc faible. En revanche, lorsque la cavité n'est plus asservie, ce n'est plus le cas. Le signal mesuré par la photodiode lorsque l'on balaye la longueur de la cavité est tracé sur la figure 6.9(a). Les minimums correspondent aux moments où la puissance incidente est transmise dans la cavité. Ils représentent les positions où l'on asservit la cavité. Le circuit compare la tension de la photodiode avec une tension seuil variable (en traitillés sur la figure 6.9(a)). Lorsque cette tension est dépassée, l'AOP change de régime ($V_s = -15\,\mathrm{V} \rightarrow V_s = +15\,\mathrm{V}$). Un filtre passe-haut transforme cette tension en un pulse qui est envoyé sur un transistor. Ce dernier laisse passer le courant d'un circuit relay-reed. Le relay-reed court-circuite ainsi l'intégrateur pendant un temps court, ce qui à pour effet de relancer l'asservissement.

Ainsi, l'asservissement se relance tout seul sans que l'utilisateur n'ait besoin de faire quoi que ce soit. Sur la figure 6.9(b), nous avons tracé le signal d'erreur ainsi que la puissance résonante dans la cavité lorsque l'asservissement est perdu.. Ce dernier est récupéré en quelques dizaines de millisecondes grâce à notre circuit.

Ce petit circuit, baptisé l'autorelock, est d'une utilité impressionnante et nous permet de travailler sans avoir à s'occuper des différentes cavités. Cependant, l'au-

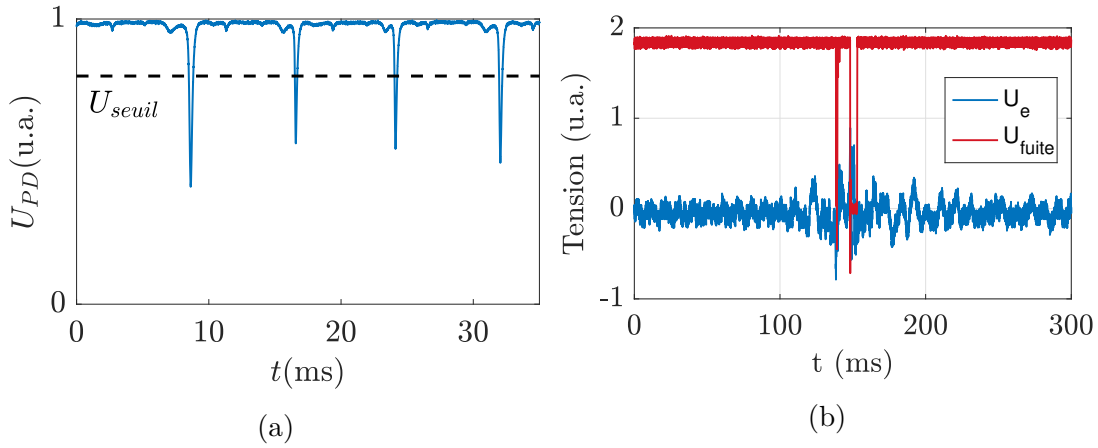



FIGURE 6.9 – (a) : signal mesuré par l'autorelock lorsque l'on balaye la longueur de la cavité. Traitillés : tension seuil qui déclenche l'autorelock. Les petits pics de transmissions correspondent à des modes de résonance de la cavité autre que le $TEM_{00}$, (b) : effet de l'autorelock. On perd l'asservissement en donnant un coup sur la table. L'aurorelock court-circuite l'asservissement et le relance. L'asservissement est récupéré après quelques dizaines de ms.

torelock est parfois capricieux et ne relance pas correctement l'asservissement. Un coup donné sur la table d'expérience suffit à repasser sur un pic de résonance et permet de relancer l'autorelock.

### 6.3.3 Paramètres expérimentaux de la cavité

**Efficacité de conversion**

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.3.3, afin de maximiser la puissance intra-cavité, il faut que les pertes de la cavité soient égales à la transmission du miroir d'entrée de la cavité. Les pertes ont plusieurs origines : elle peuvent provenir d'un miroir qui ne réfléchit pas totalement la lumière, de l'absorption du cristal ou encore de la génération de seconde harmonique.

Les « pertes » liées à la GSH sont celles que l'on veut optimiser. Mais ces dernières ne sont pas fixes, elles dépendent de la puissance résonante, ce qui complique les réglages :

- si l'on choisit un miroir d'entrée avec transmission trop importante, la puissance résonante sera faible, de même pour le doublage de fréquence. Ainsi les pertes liées au doublage n'égaliseront pas la transmission du miroir d'entrée. La transmission de la cavité sera donc faible, tout comme le doublage de fréquence.

- si la transmission du miroir d'entrée est faible, les pertes par GSH doivent être faibles. Or une faible transmission implique une grande finesse, ce qui conduit à de fortes puissances résonantes et ultimement de forts effets non-linéaires. Si ces derniers sont trop importants, les « pertes » par GSH seront plus grandes que la transmission du miroir d'entrée. Le résultat final sera identique au premier cas : la puissance transmise à la cavité sera faible tout comme les effets non-linéaires.

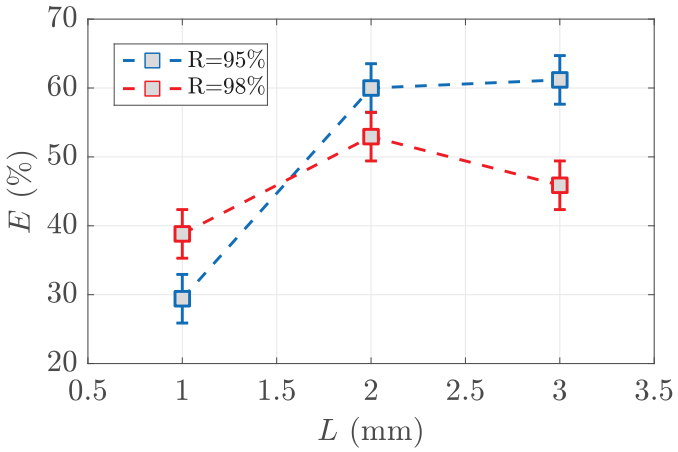



FIGURE 6.10 – Efficacité de conversion de la GSH en fonction de la longueur des cristaux pour différents miroirs d'entrées.

Il est donc compliqué de déterminer à l'avance les pertes de la cavité. Pour cela, nous disposons d'un jeu de miroirs d'entrées avec des transmissions différentes : R=85, 90, 95 et 98%. En jouant avec ces miroirs et la longueur des cristaux, ils nous est possible d'optimiser l'efficacité de conversion de notre cavité.

Les efficacités de conversion obtenues sont données par la figure 6.10. Comme on peut le voir, l'efficacité maximale est d'environ 60%. Elle est obtenue pour des cristaux de 2 mm et 3 mm avec un miroir d'entrée qui réfléchit 95% de la lumière.

Si l'on augmente la finesse de la cavité (R=98%), alors l'efficacité obtenue avec les cristaux de 2 mm et 3 mm diminue, ce qui nous montre que les pertes de la GSH deviennent trop importantes. Comme le cristal de 3 mm est plus long, il créé plus de pertes par effets non-linéaires, ce qui accroît le désaccord et diminue plus fortement l'efficacité. En revanche, le cristal de 1 mm conduit à une augmentation de l'efficacité. Ce cristal étant moins long, l'efficacité de conversion pour une puissance donnée est plus faible. Augmenter encore la finesse devrait nous permettre d'augmenter l'efficacité de conversion avec ce cristal mais nous ne possédons pas de miroir pour le vérifier.

Les mesures pour les miroirs avec des réflexions plus faibles n'ont pas été réalisées car les efficacités deviennent trop faibles.

La configuration retenue est celle avec le miroir R=95% et un cristal d'épaisseur e=2 mm. L'utilisation du cristal de 2 mm a été préférée afin de diminuer les effets liés au walk-off spatial ainsi qu'à la GVM. En optimisant tous les paramètres, une efficacité de $71 \pm 3\,\%$ a été atteinte dans le laboratoire. Une telle efficacité conduit à une puissance du faisceau doublé d'environ 260 mW donnant une puissance crête de 1.1 kW. Tous ces paramètres sont résumés dans la table 6.4.

### Étude des caractéristiques spatio-temporelles du faisceau

Nous étudions maintenant la qualité du faisceau obtenu par doublage de fréquence. Sur la figure 6.11, nous avons tracé les spectres en entrée et en sortie de cavité GHS. Les largeurs à mi-hauteur des spectres sont : $\Delta\lambda_{425} = 0.09\,\text{nm}$ et $\Delta\lambda_{850} = 0.24\,\text{nm}$.

Malheureusement, il nous est impossible de mesurer la largeur temporelle des

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $BiB_3O_6$ | Paramètres théoriques |
| **Distance entre les miroirs concaves** ($L_m$) | 1.13 m | |
| **Rayons de courbures** ($R_c$) | 1 m | |
| **Réflexion du miroir d'entrée** ($R_{IC}$) | 95 % | |
| **Finesse** | $\sim 61$ | |
| **Configuration du cristal** | colinéaire<br>$e + e \rightarrow o$ | |
| **Épaisseur du cristal** ($e_c$) | 2 mm | Paramètres expérimentaux |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 200 µm | |
| **Puissance du fondamental** ($P_{fond}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,850}$) | 370 mW<br>$\sim$1.6 kW | |
| **Puissance de du faisceau doublé**($P_{425}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,425}$) | 260 mW<br>$\sim$1.1 kW | |
| **Efficacité** | 70 % | |
| $\Delta\lambda_{850}$ | 0.24 nm | |
| $\Delta\lambda_{425}$ | 0.09 nm | |

TABLE 6.4 – Résumé des paramètres de la génération de seconde harmonique en cavité.

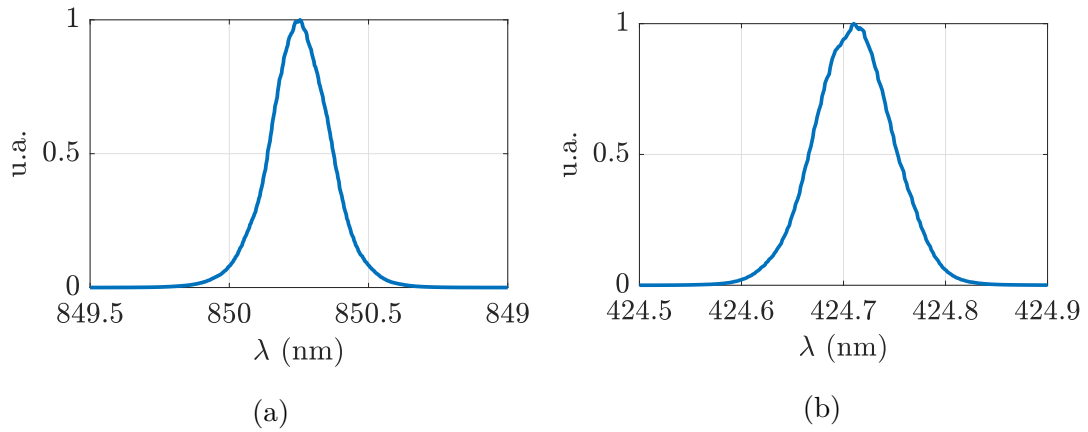



FIGURE 6.11 – Spectres du faisceau fondamental (a) et du faisceau obtenu par doublage de fréquence (b). Le fait que les longueurs d'ondes centrales ne respectent pas la conservation de l'énergie est dû à la calibration des instruments. Deux analyseurs de spectres optiques différents ont été nécessaires pour faire ces mesures.

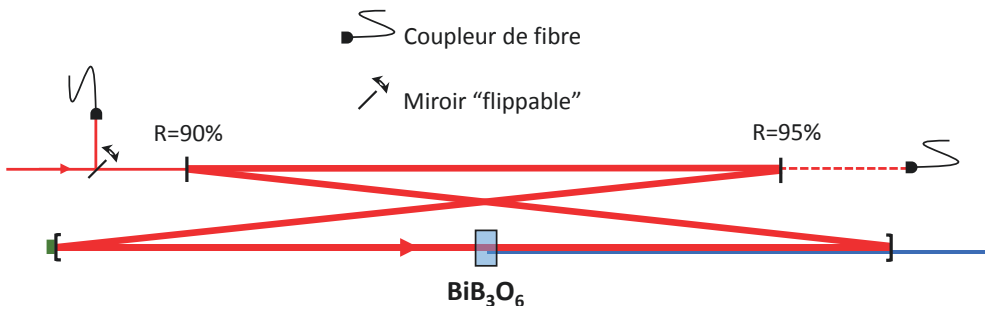



FIGURE 6.12 – Schéma de la mesure des effets de sous-cavités. Le faisceau est couplé dans une fibre en entrée et en sortie de cavité. Cette fibre est envoyée vers un analyseur de spectre optique.

pulses bleus produits, ce qui nous empêche de caractériser proprement notre faisceau doublé. Ceci est lié à un manque de puissance. Pour mesurer la largeur temporelle d'un pulse avec des faibles longueurs d'ondes, 425 nm dans notre cas, il nous faut faire de la différence de fréquence entre les faisceaux fondamental et doublé. Malheureusement, nous ne pouvons pas avoir de fortes puissances dans les deux faisceaux, ce qui rend la mesure impossible.

Pour ce qui est du profil spatial du faisceau, comme attendu, la cavité agit comme un filtre, et l'ellipticité du faisceau doublé de 95% est bien meilleure que celle du faisceau à 850 nm de 85% seulement. Cela nous permet aussi de vérifier que les problèmes de walk-off spatial sont bien négligeables. On peut noter qu'avec le cristal de 3 mm, l'ellipticité était légèrement plus faible (85-90%), le walk-off spatial n'était donc pas négligeable.

### 6.3.4 Les effets de sous-cavités

Dans cette section, nous allons aborder les problèmes liés au effets de sous-cavités dont la théorie a été abordée dans la section 2.2.3. Le principe de ces effets est relativement simple : une lame de verre agit comme une cavité. Si cette dernière possède un traitement anti-reflet sur ses deux faces, les effets de cavités sont négligeables. En revanche, si cette lame est placée à l'intérieur d'une cavité, les effets de la lame sont accentués. Même des coefficients de réflexions inférieurs à 1% peuvent conduire à des effets visibles sur le spectre du faisceau résonnant dans la cavité. Sur l'expérience, c'est le cristal qui agit comme une lame de verre.

#### Détection du problème

Ce problème a été détecté en regardant le spectre d'une fuite d'un des miroirs de la cavité. Nous souhaitions initialement recycler une partie du faisceau fondamental une fois que ce dernier ait été filtré spatialement par la cavité. Pour nous assurer que le spectre n'était pas détérioré par la GSH, nous avons mesuré le spectre en sortie. Ce spectre, tracé sur les figures 6.13 (a) et (b) en traitillés, était fortement « modulé » .

La fuite est obtenue en remplaçant un des miroirs de la cavité par un miroir qui transmet 5% de la lumière incidente. Afin de maintenir l'adaptation des pertes de la cavité, nous avons changé le miroir d'entrée : le coefficient de réflexion est de

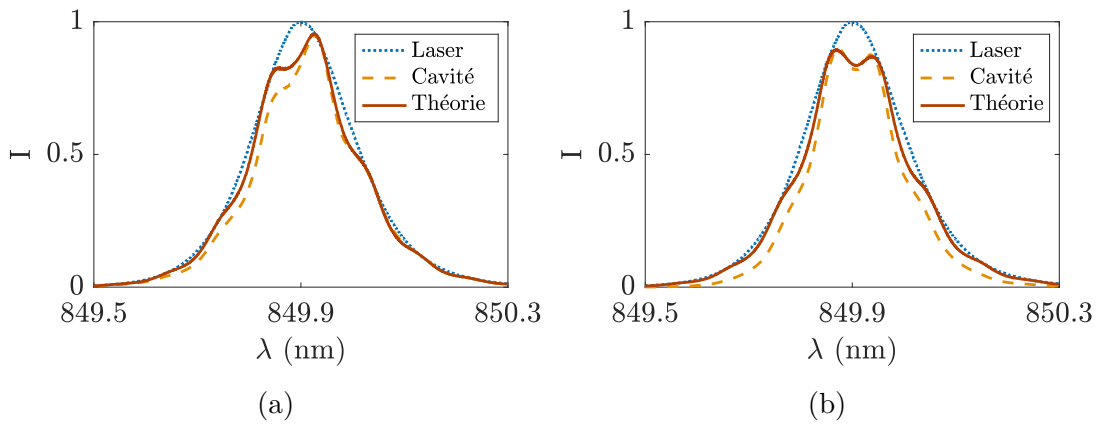



FIGURE 6.13 – Effets de sous-cavités dans la cavité de doublage. Pour chaque figure le spectre en entrée et en sortie de cavité sont représentés. Le spectre théorique attendu, calculé à partir du spectre incident, est représenté par une ligne continue. (a) absence du doublage de fréquence, l'accord de phase est détruit par rotation du cristal, (b) présence du doublage de fréquence.

90% (figure 6.12).

**Simulation**

Nous pouvons ainsi mesurer dans deux cas différents le spectre en entrée de cavité ainsi que le spectre transmis par la fuite. Dans un cas, nous avons détruit l'accord de phase de la cavité en tournant le cristal ; dans le deuxième, l'accord de phase est maintenu. Pour chaque cas, nous avons pris le spectre en entrée de la cavité, puis nous lui avons appliqué la fonction de transfert théorique (donnée par la formule 2.13). Nous obtenons ainsi le spectre attendu en sortie de cavité. Les spectres sont représentés en continu sur les figures 6.13 (a) et (b).

Il est important de noter que le seul paramètre ajustable du calcul est la position du cristal. Cette dernière fixe la phase à l'origine des « modulations » du spectre. Les autres paramètres : coefficients de réflexion des miroirs et des faces du cristal, longueur effective du cristal, sont les valeurs théoriques des optiques utilisées. Comme on peut le voir, la théorie explique très bien les oscillations observées sur le spectre de sortie du cristal. On remarque cependant que le spectre mesuré expérimentalement est légèrement plus fin que celui attendu. Cette réduction du spectre peut avoir deux origines possibles :

- un léger offset entre la longueur de la cavité et le taux de répétition du laser aurait pour effet de diminuer la largeur du spectre résonant dans la cavité (voir la section 2.2.2),

- le faisceau en entrée de cavité est très intense. Si l'expérimentateur n'a pas placé une densité assez élevée à l'entrée de la fibre qui permet d'amener le faisceau dans l'analyseur de spectre, alors le spectre mesuré peut se retrouver légèrement étalé par des effets d'auto-modulation de phase. Ces derniers, lorsqu'ils sont faibles, élargissent les « pattes » du spectre du faisceau traversant la fibre.

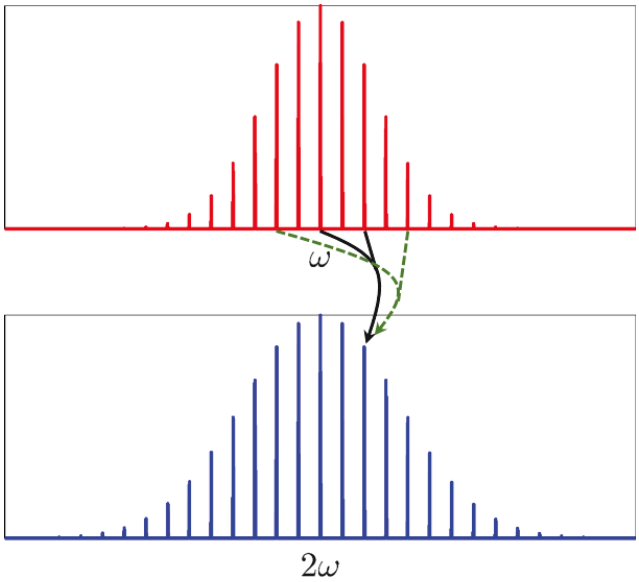



FIGURE 6.14 – Représentation du doublage de fréquence.

**Discussion**

Nous avons donc compris l'origine de ses effets de modulation du spectre du faisceau résonnant dans la cavité. Cependant, ce qui nous intéresse ici, c'est de connaître les conséquences de ces effets sur le spectre du faisceau bleu, et finalement sur le spectre des photons produit par l'OPA.

Pour cela, il nous faut regarder un peu plus précisément le mécanisme de génération de seconde harmonique pulsée. Les pulses du faisceau fondamental sont des peignes de fréquences, tout comme les pulses doublés en fréquences. Cependant, une dent du peigne du faisceau à 425 nm, de fréquence $\nu_{n,425}$, n'est pas uniquement la résultante du doublage en fréquence de la dent de fréquence $\nu_{m,425} = 2\nu_{n,850}$ du fondamental (ce qui, par ailleurs, doublerait notre taux de répétition).

En réalité, les deux photons qui somment leurs fréquences peuvent provenir de n'importe quelles dents du spectre du fondamental. Ainsi, si on adopte une vision classique de la GSH, la dent $\nu_{n,425}$, est la résultante de la somme de deux photons provenant des dents $\nu_{\mathrm{n},425}/2 - p\nu_{\mathrm{rep}}$ et $\nu_{\mathrm{n},425}/2 + p\nu_{\mathrm{rep}}$, où $p \in \mathbb{N}$. On comprend donc bien que la modulation du spectre du fondamental va donc être gommée par la GSH. Comme on peut le voir, sur la figure 6.11(b), les oscillations du spectre ne sont pas présentes sur le spectre doublé.

De la même façon, le spectre des photons produits par la cavité OPA qui fera l'objet de la prochaine section, ne sera pas affecté par ce problème.

### 6.3.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons étudié la réalisation d'une cavité afin d'accroître l'efficacité de la GSH. Une efficacité de 71 % a été atteinte avec une cavité de faible finesse (F≃60). Cependant, la puissance crête du faisceau doublé de 1.1 kW reste faible par rapport à la puissance crête de 8 kW de l'ancienne configuration à 800 kHz. Il a donc été décidé de construire une autre cavité afin d'atteindre les mêmes puissances crêtes que l'ancienne configuration, voir même supérieures.

## 6.4 La cavité OPA

Dans cette section, nous allons aborder la construction d'une cavité qui nous permet de faire résonner le faisceau doublé à 425 nm. En plaçant de nouveau un cristal au point focal de cette cavité, nous pouvons accroître la puissance traversant le faisceau, et par conséquent augmenter le taux de production de nos photons uniques. L'objectif de cette cavité est d'atteindre des puissances crêtes au moins égales à celle de l'ancienne configuration, à savoir $\sim 8\,\mathrm{kW}$.

Un schéma de la cavité est représenté sur la figure 6.15, son implémentation sur la figure 6.1.

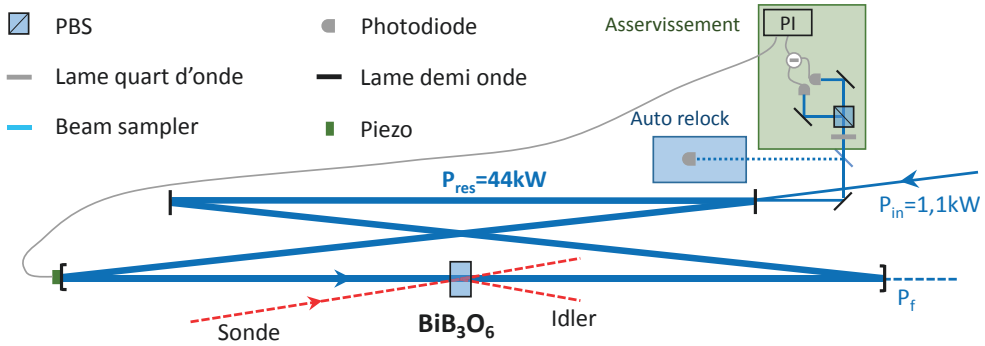



FIGURE 6.15 – Schéma de la réalisation de la cavité OPA.

### 6.4.1 Paramètres de la cavité

Les paramètres de la cavité sont globalement identiques à ceux de la cavité GSH présentés dans la section précédente :

- la phase est asservie avec la méthode Hansch et Couillaud,
- le PI utilisé est identique à celui de la cavité GSH (figure 6.8),
- le signal de correction est amplifié par un amplificateur *Piezo Drive PDL200*, il est ensuite appliqué sur une piezo (PI PD120.31) sur laquelle est collée un miroir concave (figure 6.15),
- les deux miroirs concaves ont des rayons de courbures de 1 m,
- nous disposons de 4 miroirs dichroïques avec des coefficients de réflexions de 90 %, 93 %, 96 %, 98 %. Ces derniers nous permettent de contrôler correctement les pertes ainsi que la puissance résonante.

Afin de maximiser la bande passante de la cavité, le miroir collé sur la cale piezo électrique a été taillé par le laboratoire d'optique de l'institut. Nous avons pu réduire ainsi la masse du miroir d'un facteur 5. Une photo du miroir est représentée sur la figure 6.16.

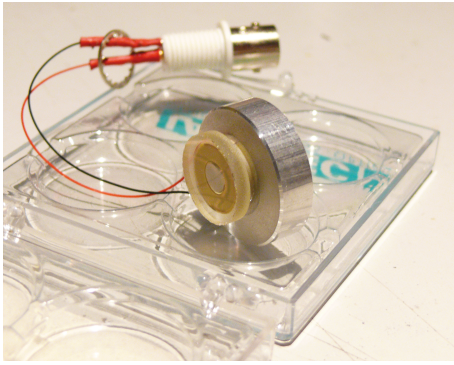


FIGURE 6.16 – Photo du miroir taillé par l'atelier d'optique de l'institut. Le miroir est collé sur une calle piezo électrique. La calle est elle même collée sur un support de 1 pouce afin de pouvoir être fixée dans une monture de miroir.

### 6.4.2 Puissances résonantes

Par rapport à la cavité de doublage de fréquence, la cavité OPA possède un avantage précieux. Les pertes liées aux effets non-linéaires sont extrêmement faibles. Les états produits par un pulse ne contiennent que quelques photons tout au plus, ce qui est complètement négligeable devant le nombre de photons en entrée de cavité ($\sim 10^{10}$ photons par pulse).

Les pertes par tour de la cavité sont donc très faibles, elles sont uniquement dues à l'absorption du cristal et aux transmission des miroirs. Nous pouvons donc travailler avec des finesses élevées.

La puissance résonante est déterminée en mesurant la fuite d'un des miroirs de la cavité (figure 6.15), la transmission de ce miroir pour la polarisation p est de $0.2 \pm 0.02\,\%$. Nous avons choisi d'utiliser une polarisation p pour le faisceau bleu afin de produire des photons uniques de polarisation s, les traitements étant plus efficaces pour la polarisation s.

La puissance crête maximale atteinte à l'intérieur de la cavité est de $48 \pm 5\,\mathrm{kW}$ ($\sim 11 \pm 1\,\mathrm{W}$ en puissance continue), ce qui nous donne une amplification de la puissance traversant le faisceau d'un facteur 44. Cette puissance a été atteinte en utilisant un miroir d'entrée avec un coefficient de réflexion : R=98 %.

Grâce à une lame $\lambda/2$ combinée à un polariseur en amont de la cavité, il est possible de varier la puissance résonante de façon continue. Cependant, si l'on veut travailler avec des puissances continues de quelques watts, il peut être avantageux de remplacer le miroir en entrée de cavité afin de diminuer la finesse de la cavité. Cela permet d'accroître la stabilité de la cavité et de diminuer la sensibilité de la cavité à un désaccord de longueur. Nous travaillons donc généralement avec un miroir d'entrée de reflexion R=96 %.

Les paramètres de la cavité OPA sont résumés dans la table 6.5.

### 6.4.3 Alignement de la sonde

**Utilisation du $BiB_3O_6$ en configuration non-colinéaire**

Tout comme nous l'avons fait dans l'expérience de génération des états chats, nous utilisons le cristal de $BiB_3O_6$ en configuration non-colinéaire. Pour cela, il suffit de

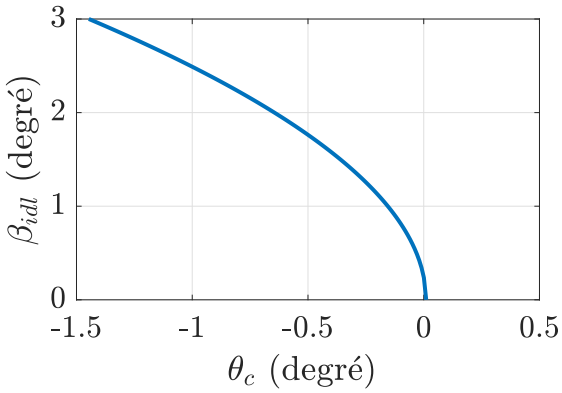



FIGURE 6.17 – Angle entre l'idler et la pompe $\beta_{idl}$ en fonction du tilt du cristal $\theta_c$.

tilter légèrement le cristal, selon l'axe extraordinaire. Si l'on change l'orientation dans le bon sens, l'indice optique augmente pour la polarisation verticale (polarisation des photons uniques). Afin de satisfaire la conservation de l'impulsion, les photons sont émis dans deux directions différentes. La figure 6.17(a) représente l'angle entre la sonde et le faisceau pompe à 425 nm : $\beta_{idl}$, en fonction du tilt du cristal : $\theta_c$. L'angle d'émission $\beta_{idl}$ est donné par la formule :

$$\beta_{idl} = \arccos\left(n_{425}\sqrt{\frac{cos^2\theta_c}{n_{y,850}^2} + \frac{sin(\theta_c)^2}{n_{z,850}^2}}\right) \tag{6.6}$$

**Optimisation du waist par interférences**

L'optimisation de la puissance du faisceau idler nous permet de trouver la bonne direction du faisceau sonde ainsi que le bon mode temporel. En revanche, la puissance de l'idler ne nous permet pas de déterminer si le waist de la sonde est bon ou pas.

Pour cela, la méthode utilisée par mes prédécesseurs (Etesse, 2014) consistait à optimiser les oscillations paramétriques en régime colinéaire. Une fois le waist optimisé il nous faut repasser en configuration non-colinéaire, ce qui est assez compliqué. Dans notre cas, la configuration linéaire nécessite de placer un miroir dichroïque dans la cavité, ce qui complique fortement l'alignement.

Il a donc été choisi de développer une nouvelle méthode permettant de trouver les paramètres optimaux de la sonde. Le tout en configuration non colinéaire. L'idée de cette méthode est relativement simple. Dans le cas idéal, la sonde et l'idler possèdent exactement le même mode à ceci près que les directions sont légèrement différentes. Ainsi, la valeur du contraste des interférences entre les deux faisceaux nous permet de déterminer si les deux faisceaux possèdent le même mode spatial.

Dans le cas où le waist de la sonde est plus gros que celui de la pompe, le waist de l'idler sera « limité » par celui de la pompe. Les waists des faisceaux sonde et idler seront donc différents, conduisant à un faible contraste. Une réduction du waist de la sonde mènera à une augmentation du contraste, jusqu'au moment où le waist de la sonde sera trop petit par rapport à celui de la pompe. A partir de cet instant, le waist de l'idler ne dépendra plus que de la sonde. Les waists seront donc similaires, donnant un bon contraste qui saturera si l'on diminue encore le waist de la sonde.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $BiB_3O_6$ | Paramètres théoriques |
| **Distance entre les miroirs concaves** ($L_m$) | 1.13 m | |
| **Rayons de courbures** ($R_c$) | 1 m | |
| **Réflexion du miroir d'entrée** ($R_{IC}$) | 96 – 98 % | |
| **Finesse** | 77 – 155 | |
| **Configuration** | non-colinéaire | |
| **Épaisseur du cristal** ($e_c$) | 1 mm | Paramètres expérimentaux |
| **P incident à** 425 nm ($P_{in}$)<br>**P crête incident**425 nm ($P_{p,in}$) | ∼ 200 mW<br>∼0.9 kW | |
| **Waist de la pompe à** 425 nm ($w_{pompe}$) | 200 µm | |
| **Puissance résonante**($P_{res}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,res}$) | 11 W<br>∼44 kW | |
| **Waist de la sonde** ($w_{sonde}$) | 75 µm | |
| **Puissance de la sonde** $P_{sonde}$ | 1 mW | |
| **Puissance de la l'idler** $P_{idler}$ | 100 µW | |
| **Contraste sonde/idler** $C_{s/i}$ | 94 % | |

TABLE 6.5 – Résumé des paramètres de l'OPA.

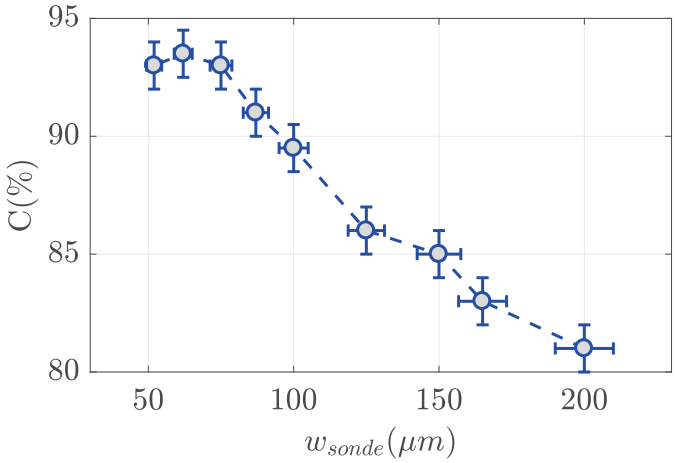



FIGURE 6.18 – Contraste entre l'idler et la sonde en fonction du waist de la sonde. Le waist de la pompe est de 130 µm.

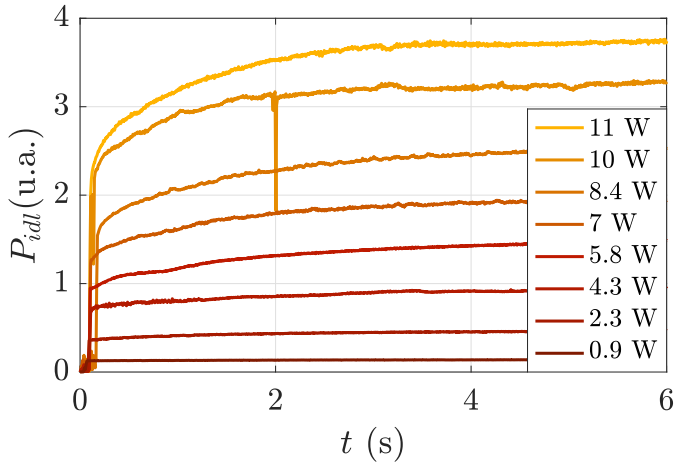



FIGURE 6.19 – Puissance de l'idler en fonction du temps pour des puissances de pompes allant de 0.9 W à 11 W. L'asservissement de la cavité est lancé à T≃0. Le brusque changement de puissance à 10 W est causé par la perte de l'asservissement de la cavité.

La valeur du contraste entre l'idler et la sonde est tracée sur la figure 6.18. Le waist de la pompe est fixé à 130 µm. On peut voir que le contraste sature à 94 % pour des waists plus faibles que 75 µm. C'est donc ce waist qui a été finalement choisi. Comme le waist des photons produits par émission spontanée est donné par le waist du faisceau pompe, il est important de ne pas prendre des waists plus petits qui donneraient de fausses informations sur le profil spatial des photons.

Les résultats de cette nouvelle méthode d'alignement seront déterminés par la qualité des photons produits par ce cristal, ce qui fera l'objet de la section suivante. Les paramètres finaux de l'alignement de la sonde sont résumés dans la table 6.5.

### 6.4.4 Les effets thermiques

**Observation**

Une fois l'alignement de la sonde optimisé , nous avons observé un problème de stabilité de la puissance de l'idler. Cette dernière augmente et se stabilise après quelques secondes (figure 6.19). Ce comportement semble indiquer la présence d'effets thermiques dans notre cristal. En chauffant, les indices du cristal varient et changent nos conditions d'accord de phase.

La sonde est alignée une fois l'équilibre thermique atteint, ce qui explique que la puissance de l'idler augmente. Lorsqu'on lance l'asservissement de la cavité, le cristal est froid, et donc l'accord de phase n'est pas optimal. Une fois que la puissance augmente, le cristal chauffe jusqu'à se stabiliser à une certaine température.

Les effets thermiques ne sont pas forcément problématiques. Si l'échauffement de température est global, c'est à dire que la température du cristal reste homogène, cela ne pose pas de problème. En revanche, si la température n'est pas homogène, et que l'on observe un changement de température locale au niveau du passage du faisceau pompe, la distribution des indices est non-homogène, ce qui conduit à des effets de lentilles thermiques. Bien qu'ils ne soient pas catastrophiques ces effets peuvent compliquer l'alignement de l'expérience.

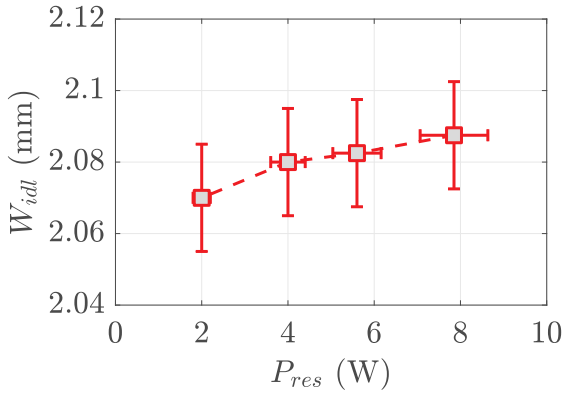



FIGURE 6.20 – Évolution du waist de l'idler en fonction de la puissance résonante dans la cavité OPA. Le waist est mesuré après que le faisceau soit collimaté par une lentille de focale $f = 500\,\text{mm}$.

**Simulation**

Dans un premier temps, nous avons commencé par étudier le waist du faisceau idler en fonction de la puissance résonante. S'il y a présence d'effets thermiques locaux, alors le waist de la sonde devrait varier. Pour cela nous avons mesuré le waist de l'idler après que celui-ci soit collimaté par une lentille de distance focale f=500 mm. Les résultats sont représentés sur la figure 6.20.

On remarque bien une légère augmentation du waist en fonction de la puissance résonante. Cependant cette variation reste très faible (<1 %), ce qui semble confirmer le caractère homogène de la température.

Afin de vérifier cela nous avons effectué des simulations numériques. Elles consistent à résoudre l'équation de diffusion de la chaleur avec une source de chaleur matérialisée par le faisceau pompe résonnant dans la cavité.

Pour réaliser les simulations, il nous faut connaître les conditions aux limites du cristal. Ce n'est malheureusement pas le cas, de plus les simulations réalisées ne permettent pas de contrôler les échanges thermiques aux bords du cristal. Cependant, l'étude du cristal isolé est suffisante pour comprendre ce qui se passe dans notre cas. Les simulations consistent à résoudre l'équation de la diffusion de la chaleur dans notre cristal avec un terme source correspondant à notre faisceau pompe. Pour bien observer les effets thermiques, les simulations ont été réalisées dans le cas le plus défavorable : soit une puissance résonnante de 10 W.

La figure 6.21 représente la température en fonction du temps selon l'axe des y du cristal (l'axe horizontal et orthogonal à la propagation du faisceau). Comme on peut le voir, l'évolution de la température comporte deux phases.

- une première phase où l'on observe la construction du profil de température du cristal. La température est légèrement plus élevée au centre en raison de la présence du faisceau pompe.

- le deuxième régime correspond à une augmentation constante de la température du cristal. Cette dernière augmente de façon linéaire et cela jusqu'à l'infinie. Comme nous avons considéré le cristal comme isolé, ce dernier ne peut pas évacuer la chaleur acquise par absorption et voit donc sa température augmentée.

L'évolution de la puissance de l'idler est plutôt de l'ordre de 4 s. Ce que l'on observe semble donc être dû à une évolution globale de la température du cristal. Sur l'expérience, cette dernière s'arrête car notre cristal n'est pas isolé de l'environnement.

La présence de ces deux phases est un phénomène bien connu : la première phase est liée à la conduction thermique du cristal que l'on chauffe, elle caractérise l'homogénéité de la température dans le cristal. Une bonne conduction thermique donne un profil de température uniforme : le cristal distribue rapidement la chaleur. La deuxième, est liée à la qualité du contact thermique entre le cristal et le milieu extérieur, elle caractérise la température moyenne du cristal.

La simulation nous permet d'avoir une estimation du temps caractéristique de l'évolution de la température du cristal. Sur la figure 6.21(b), nous avons tracé le profil de température en fonction du temps au centre du cristal. Comme on peut le voir la première phase de l'évolution de la température $t_1$ est extrêmement rapide : de l'ordre de 20 ms.

L'évolution de la puissance de l'idler étant beaucoup plus lente, nous observons donc bien une augmentation de la température global du cristal. Le fait qu'elle soit beaucoup plus lente que $t_1$, nous indique que la température globale du cristal augmente fortement (entre 5 et 15 K). L'écart de température entre le bord et le centre, lié à la phase 1, est du même ordre de grandeur : $\sim$5 K. Cependant, si l'on regarde les variations à l'échelle du waist du faisceau pompe (130 µm), elles sont de 0.5 K. Ces variations sont donc plus faibles que celle de la température moyenne du cristal, elles permettent d'expliquer les variations du waist en fonction de la puissance résonante de la figure 6.20 par effet de lentille thermique.

**Conclusion**

Les simulations nous indiquent que les effets thermiques à l'intérieur du cristal sont principalement du à une hausse global de la température. Expérimentalement, ils suffit donc d'attendre quelques secondes avant d'optimiser l'alignement de la sonde. Cependant, lorsque l'on fait varier la puissance du faisceau pompe, on observe un faible changement du waist du faisceau idler. Cette variation provient d'un effet de lentille thermique causé par le profile non uniforme de la température. Si les fluctuations du waist sont faibles, il nous faut tout de même changer les paramètres de la sonde et de l'oscillateur local lorsque l'on change de puissance. Il est donc préférable travailler à puissance constante.

Ces petits soucis pourraient être réglés en plaçant simplement le cristal dans une monture en cuivre avec une pointe de patte thermique afin de favoriser les transferts et de limiter l'échauffement du cristal. On peut aussi faire un système d'asservissement de la température avec un Peltier, mais cette solution est plus onéreuse. Toutefois, ces solutions n'influenceront pas l'homogénéité de la température. Cette dernière est liée à la conduction thermique de notre cristal. Il est généralement possible d'augmenter la conduction d'un matériau en diminuant fortement sa température (avec de l'azote liquide par exemple). Cependant, cette solution est encombrante, et surtout non-nécessaire pour notre expérience.

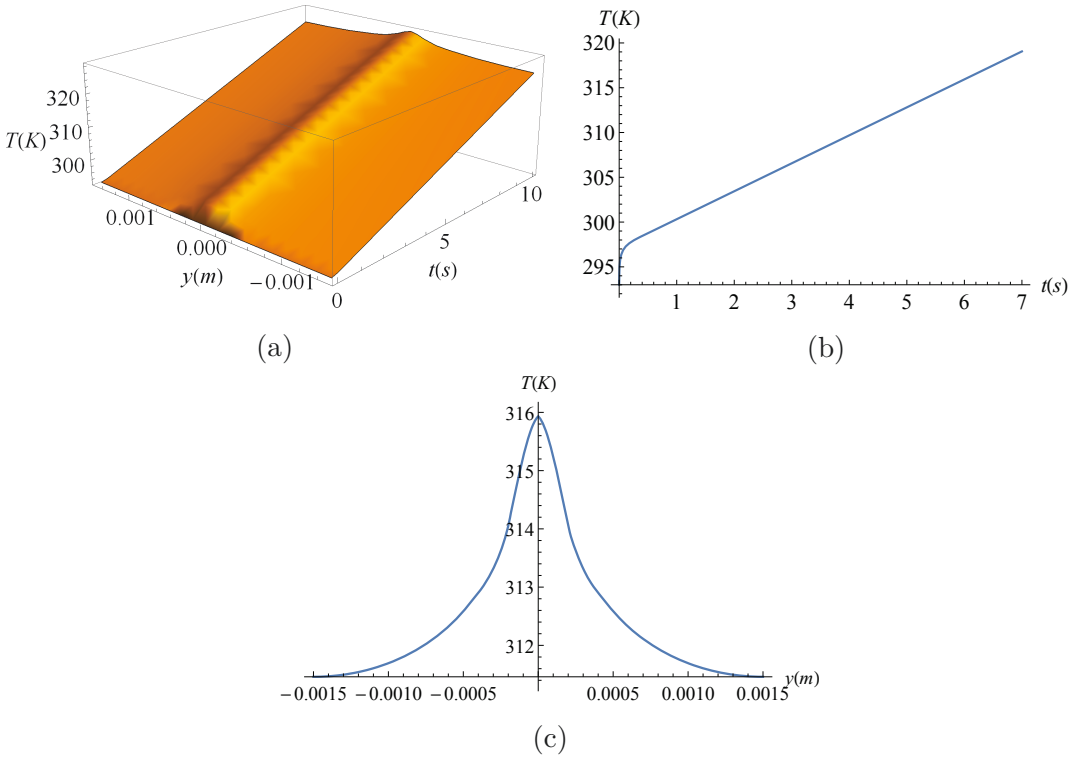



FIGURE 6.21 – Évolution de la température du cristal en fonction du temps et de la position selon l'axe y du cristal (a), au centre du cristal (b). (c) évolution de la température en fonction de la position selon l'axe des y, y=0 correspond au centre du cristal.

### 6.4.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons étudié la mise en place de la cavité OPA qui nous permet de faire résonner le faisceau à 425 nm obtenu grâce à la cavité GSH. Des puissances résonantes de l'ordre de 10 W ont été atteintes à 425 nm. Nous avons aussi développé une nouvelle méthode qui nous permet de déterminer le waist optimal de la sonde. Une étude rapide des effets thermiques nous a permis de comprendre leur origine ainsi que leurs conséquences.

Maintenant que nous avons construit les deux cavités optiques, ils nous faut regarder la qualité des photons produits ainsi que leur taux de production.

## 6.5 Génération d'état de Fock

### 6.5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier la qualité des photons produits par notre protocole. L'expérience réalisée est très similaire à celle du chapitre précédent. On peut trouver un schéma simplifié de l'expérience sur la figure 6.22. L'implémentation expérimentale peut être trouvée sur la figure 6.1.

Le principe de l'expérience est globalement identique à celui du chapitre 4. Il peut être séparé en 6 points distincts (figure 6.22) :

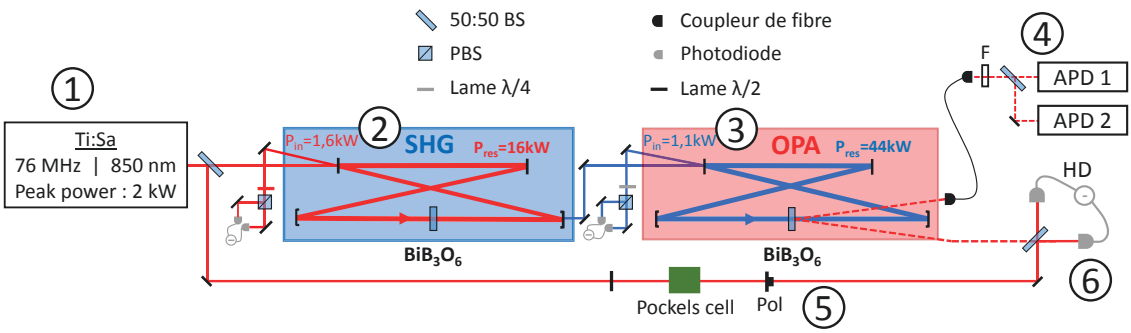



FIGURE 6.22 – Schéma de l'expérience de génération des états de Fock à un et deux photons. F : filtrage spectral ; Pol : polariseur

- ① : le Laser, dont le changement de configuration à 76 MHz a fait l'objet de la section 6.2,
- ② : la cavité GSH et le passage au $BiB_3O_6$ , qui font l'objet de la section 6.3,
- ③ : la cavité OPA (section 6.4)
- ④ les APDs. Le filtrage spectral et spatial est resté identique à ceci près que nous avons ajouté une lame semi-réfléchissante suivie de deux APDs, ce qui nous permet de détecter des évènements à deux photons,
- ⑤ : une cellule de Pockels qui nous permet de diminuer le taux de répétition du laser. Le processus sera détaillé dans la prochaine section.
- ⑥ : la détection homodyne, qui est une des deux détections qui étaient utilisées pour la génération des états chats.

Comme seule la partie sur la cellule de Pockels est nouvelle, nous ne détaillerons que cette dernière. Une petite amélioration a été cependant apportée à l'expérience. Les puissances crêtes sur l'expérience étant plus faible, nous avons pu faire passer une petite partie du faisceau à travers une fibre très courte ($\sim 10$ cm) sans observer d'effet non-linéaire. Cela nous permet de filtrer le mode spatial du faisceau. Ce faisceau servira ensuite pour la sonde et l'oscillateur local. L'implémentation de la fibre optique est représentée sur la figure 6.1.

### Efficacité de détection

L'expérience ayant beaucoup changé, il nous a fallu déterminer de nouveau les pertes de notre mesure avec la détection homodyne. L'efficacité quantique des photodiodes déterminées dans la section 4.6 n'ont pas changé : $\eta_{PD} = 94 \pm 4\,\%$. En revanche, avec l'utilisation d'une cavité pour faire résonner le faisceau pompe à 425 nm ainsi que l'ajout d'une fibre pour filtrer l'oscillateur local et la sonde, nous nous attendons à une augmentation du contraste entre idler et l'oscillateur local. Ce n'est pas la cas. Nous n'avons malheureusement que rarement dépassé un contraste de 91 %, ce qui nous donne $\eta_{OL} = 83 \pm 1\,\%$.

Le contraste variant d'un jour sur l'autre, notre efficacité de détection varie légèrement : $\eta_T = 74 - 78 \pm 4\,\%$

### 6.5.2 Diminution du taux d'analyse

**Utilisation de la cellule de Pockels**

Dans la section 4.6, nous avons vu que nos détections homodynes ont une bande passante d'environ 10 MHz, ce qui est bien plus lent que le taux de répétition de notre laser de 76 MHz, et nous empêche de réaliser toutes mesures d'états quantiques. S'il est possible de développer des détections plus rapides (Zavatta et al., 2002), leur développement est délicat et il n'est pas garanti que leurs performances n'en soient pas dégradées. Par contre, le taux d'émission des photons ne dépassera pas 1MHz, ce qui pourrait parfaitement être suivi par notre détection homodyne pour peu que les impulsions de l'oscillateur local ne soient envoyées qu'avec les états de Fock, ce que peut justement permettre une cellule de Pockels. Il a donc été décidé de ne pas mettre la priorité sur le développement d'une détection homodyne rapide, et de plutôt limiter la fréquence de l'oscillateur local avec une cellule de Pockels. Dans ce chapitre, cette cellule n'effectuera qu'une simple division de fréquence, ce qui sera suffisant pour caractériser la qualité des photons émis. Nous verrons dans le chapitre suivant comment synchroniser cette cellule de Pockels sur l'émission des photons uniques.

Le principe de la cellule de Pockels est relativement simple : une tension appliquée ou non à un cristal permet à ce dernier d'agir comme une lame demi-onde ou une lame d'onde, respectivement. Ainsi, si la polarisation d'entrée est à 45 ° des axes neutres du cristal, on peut faire tourner la polarisation du faisceau de 90 ° en appliquant simplement une tension sur la cellule. Un polariseur placé en sortie de cellule nous permet ainsi de laisser passer la lumière ou non, en fonction de la polarisation, conduisant à une réduction du taux de répétition du laser.

**Caractéristique de notre cellule**

Pour pouvoir sélectionner les pulses correctement, il nous faut être capable de changer l'état de la cellule dans un intervalle de temps inférieur à la distance temporelle entre deux pulses, soit $\sim$ 13 ns. Les tensions à appliquer sur la cellule de Pockels sont de l'ordre du kilovolt. Des temps aussi courts combinés à des tensions aussi élevées rendent l'utilisation des cellules de Pockels compliquée, mais surtout imposante.

La cellule de Pockels utilisée est une cellule composé de deux cristaux de RTP commandés chez *Raicol*. Ces dernières possèdent une capacité très faible de $3-4$pF, ce qui les rend très rapides. Mais surtout, elles ont des transmissions très élevées : T>99 %. Si de telles transmissions ne sont pas nécessaires pour réduire le taux de répétition de l'oscillateur local, elles seront déterminantes dans le chapitre suivant.

Afin d'appliquer nos tensions sur la cellule, nous utilisons un amplificateur de la compagnie *BME*. Ce driver est piloté par une carte PCI *BME SG08p*, qui nous permet de synchroniser l'état de notre cellule avec nos pulses. Combiné à notre cellule, le driver permet de changer l'état de notre cellule en environ 7 ns avec un taux de répétition pouvant atteindre 10 MHz. Nous pouvons ainsi sélectionner un seul pulse, et contrôler notre taux de répétition de 0 à 10 MHz.

**Implémentation**

Un schéma de l'implémentation de la cellule est représenté sur la figure 6.22. Une

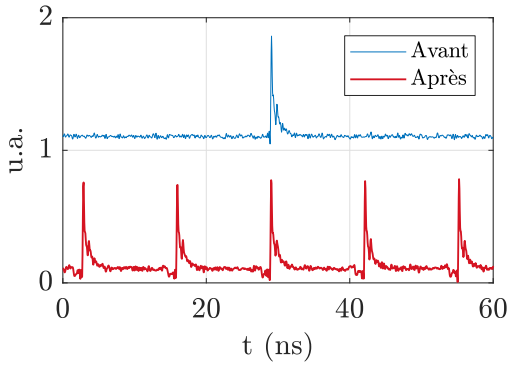



FIGURE 6.23 – Signal mesuré par une photodiode rapide avant et après la cellule de Pockels. Comme on peut le voir la cellule nous permet de sélectionner un seul pulse du laser.

lame demi-onde nous permet de faire tourner la polarisation du faisceau à 45 ° des axes neutres de la cellule. Ensuite un polariseur nous permet de couper les pulses dont la polarisation n'a pas été tournée par la cellule de Pockels. Une fois réglée correctement, la cellule nous permet d'atteindre un coefficient d'extinction mieux que 1/1000.

Les signaux mesurés par une photodiode rapide avant et après la cellule sont tracés sur la figure 6.23. Nous avons choisi de nous placer à un taux de répétition de 1 MHz, ce dernier est largement suffisant pour effectuer nos mesures, et nous permet aussi de limiter les effets thermiques de la Pockels.

### 6.5.3 Photon unique

Maintenant que nous avons réduit le taux de répétition de l'oscillateur local, nous pouvons passer à la caractérisation de nos états.

Les acquisitions de la carte sont déclenchées par une photodiode rapide sur laquelle est envoyée une partie du signal de l'oscillateur local. A chaque mesure nous regardons le signal des deux APDs, ce qui nous permet de différencier le cas où nous avons un photon unique : une seule des deux APDs clique, du cas ou nous avons deux photons : les deux APDs cliquent simultanément. Si le taux d'analyse est réduit, nous pouvons toujours obtenir le taux d'annonce en regardant directement de taux de comptage de nos deux APDs.

#### Analyse des résultats

La génération de nos états est basée sur la détection de photons et non leur comptage. Ainsi, pour produire des états de Fock à un photon, la probabilité de produire des états à plus d'un photons doit être faible. Pour pouvoir s'assurer que le taux de production de ces états soit négligeable, nous avons effectué des mesures de photons uniques pour différentes puissances résonantes.

Pour chaque puissance, une acquisition de $5.10^4$ photons a été réalisée, nous avons ensuite reconstruit la matrice densité de notre état en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance (section 1.3.2.2). Dans chaque cas, la reconstruction a été effectuée avec et sans correction des pertes.

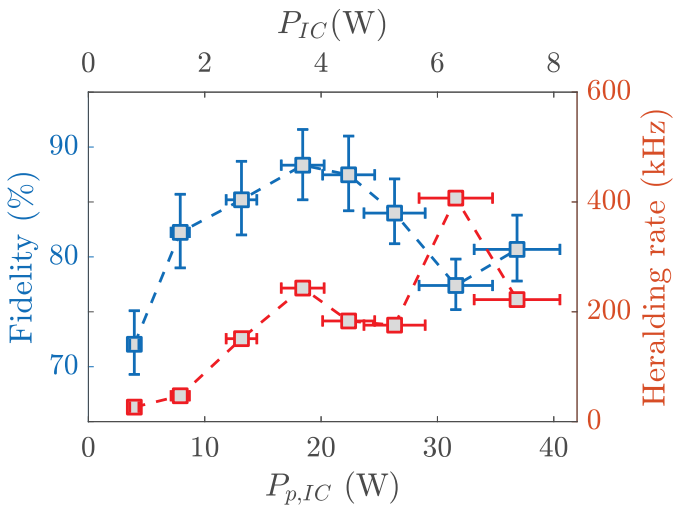



FIGURE 6.24 – Bleu : fidélité des états reconstruit avec corrections des pertes par rapport à un photon unique parfait, pour différentes puissances intracavité. Rouge : taux de production des photons (différents du taux d'analyse).

Sur la figure 6.24, nous avons tracé la fidélité entre un photon unique parfait et la matrice reconstruite avec correction des pertes pour des puissances résonantes de 0.5 à 7 W. Les barres d'erreurs des fidélités sont déterminées en reconstruisant la matrice densité avec les valeurs maximales et minimales de notre efficacité de détection lorsque l'on prend en compte les barres d'erreurs.

La fidélité de nos états atteint 88 %, pour une puissance de intra-cavité $P_{IC} \simeq$ 3.8 W ($P_{p,IC} \simeq$ 19 kW). De 0.2 à 3.8 W, la fidélité augmente avec la puissance. Ce comportement à deux explications :

- premièrement, le taux de production augmentant avec la puissance, le taux de dark counts devient de plus en plus négligeable,

- ensuite, le temps d'acquisition étant beaucoup long lorsque l'on diminue la puissance intra-cavité, nous sommes donc plus sensibles aux fluctuations de l'expérience qui viennent réduire la qualité de nos états. A titre d'exemple, l'acquisition des points pour la puissance la plus faible a pris 2 à 3 min.

Pour des puissances supérieures à 3.8 W, l'origine de la diminution de la fidélité est différente. Elle est principalement due à l'apparition d'événements à deux photons dans notre état, dont la proportion n'est plus négligeable. Le fait que les taux de comptage n'augmentent plus beaucoup s'explique par le fait que nous optimisons la fidélité des photons uniques en jouant sur le filtrage spectral.

L'histogramme de la distribution optimale (à $\sim$ 3.8 W) est représenté sur la figure 6.25(a). La figure 6.25(b) nous donne les éléments diagonaux des matrices densités corrigées ou non des pertes de détections. La fidélité des états non corrigés atteint une valeur de 68 % sans correction et 88±4 % avec. Par rapport à l'expérience précédente, cela correspond à une amélioration de 5 % et 10 % respectivement. Les fonctions de Wigner (avec et sans correction) sont tracées sur les figures 6.25(c) et (d). De la même façon, la négativité de la fonction de Wigner est très plus marquée : -0.12 sans corrections et $-0.25 \pm 0.02$ avec.

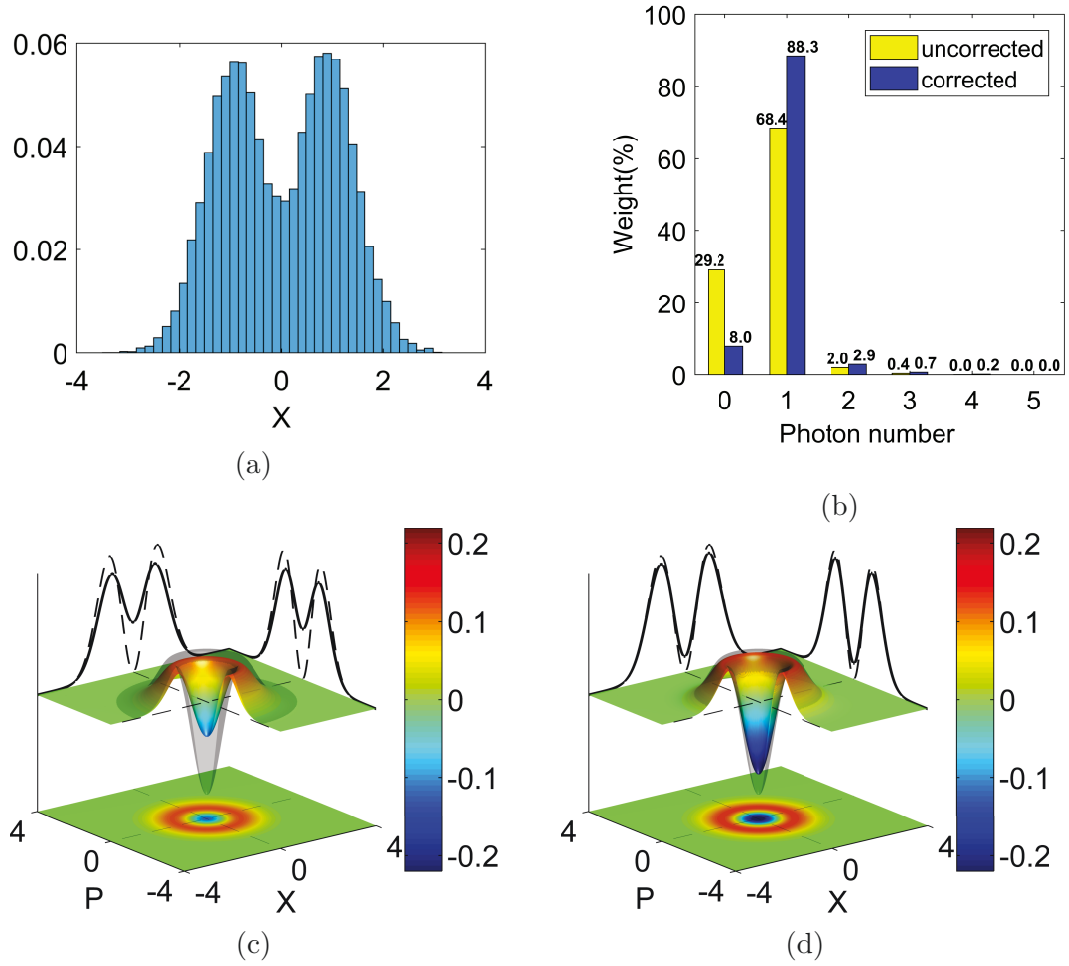



FIGURE 6.25 – Qualité du photon unique obtenu. (a) distribution des points mesurés par la détection homodyne ; (b) : éléments diagonaux des matrices densités des photons uniques corrigés et non-corrigés des pertes ; (c) : fonction de Wigner non corrigée des pertes ; (d) : fonction de Wigner corrigée des pertes. Sur les deux figures, la fonction de Wigner d'un photon unique parfait est représentée par une nappe sombre. Les projections continues représentent les probabilités de distributions selon les axes X et P. Les traitillés sont les projections d'un photon parfait.

Tout comme nous l'avons fait dans le chapitre 5, nous avons déterminé par maximum de vraisemblance les paramètres $\delta$ et $\sigma$ de notre distribution. Ces valeurs peuvent être trouvées dans la table 6.6. Cette table résume les caractéristiques des photons que nous avons produit. Les paramètres obtenus dans le chapitre 4 sont rappelés pour pouvoir faire la comparaison.

### 6.5.4 État de Fock à 2 photons

Lorsque nous avons obtenu les premiers photons uniques avec la nouvelle version de l'expérience, la puissance de la cavité était relativement élevée $5-6\,\mathrm{W}$. Après avoir reconstruit la matrice densité de notre état, nous nous sommes aperçus que la qualité médiocre de nos photons uniques était due en partie à la présence d'états à deux photons, le poids de ces derniers étaient de $10-15\,\%$. Nous avons donc décidé de tirer profit de ces « mauvais » résultats qui nous indiquent que le taux de génération des états à deux photons n'était pas du tout négligeable. Nous avons donc simplement placé une lame semi-réfléchissante avant l'APD et rajouté une seconde APD pour détecter la présence des états à deux photons.

Les états de Fock à deux photons sont sélectionnés lorsque les deux APDs détectent un photon pour le même pulse. Avec notre protocole, l'efficacité de détection des états à deux photons est encore plus faible que celle des photons uniques ($10\,\%$). Pour détecter les deux photons, il faut dans un premier temps qu'il soit séparé par la lame semi-réfléchissante, ce qui n'arrive que $50\,\%$ du temps. Ensuite, il faut que les deux APDs détectent les photons. Notre efficacité de détection chute ainsi à seulement $1-3\,\%$.

Malgré cela, les taux d'annonces des APDs restent très élevés : quelques centaines de Hz en fonction de la puissance. Cependant, la réduction du taux de répétition de l'oscillateur local réduit notre taux d'analyse à quelques dizaines de Hz. Ces taux de comptages sont trop faibles pour nous permettre de caractériser notre source comme nous l'avons fait dans la section précédente.

En optimisant notre filtrage sur la qualité des photons uniques, nous avons réussi à obtenir un taux de comptage de $800\,\mathrm{Hz}$ pour les états à deux photons avec une puissance intra-cavité de $4.5\,\mathrm{W}$. Nous avons réalisé une acquisition de $10^4$ points. L'histogramme des mesures, les éléments diagonaux ainsi que les fonctions de Wigner corrigées et non corrigées des pertes sont représentés sur les figures 6.26.

La fidélité de notre état s'élève à $48\,\%$ sans correction des pertes et $82 \pm 6\,\%$ après correction. Une telle qualité d'état n'a jamais été atteinte avec des variables continues. Cependant, en raison de nos faibles efficacités de détections, la fidélité de l'état reconstruit sans correction reste assez faible. La fonction de Wigner de ce dernier reste cependant légèrement négative : $\min(W_{|2\rangle}) = -0.02$. Bien entendu, la négativité augmente après correction des pertes, témoignant de la qualité de notre état : $\min(W_{|2\rangle}) = -0.9 \pm 0.02$.

Des états de Fock à deux photons ont déjà été produits sur cette expérience en 2006 (Ourjoumtsev et al., 2006a). En comparaison, la fidélité des états corrigés des pertes était de $54\,\%$ pour un taux d'annonce de $15\,\mathrm{Hz}$(Ourjoumtsev, 2007). Un modèle similaire à celui des photons uniques a alors été développé afin de caractériser rapidement les état obtenus (Ourjoumtsev et al., 2006a). Il montre que la distribution obtenue pour un état à deux photons imparfaits ainsi que sa fonction

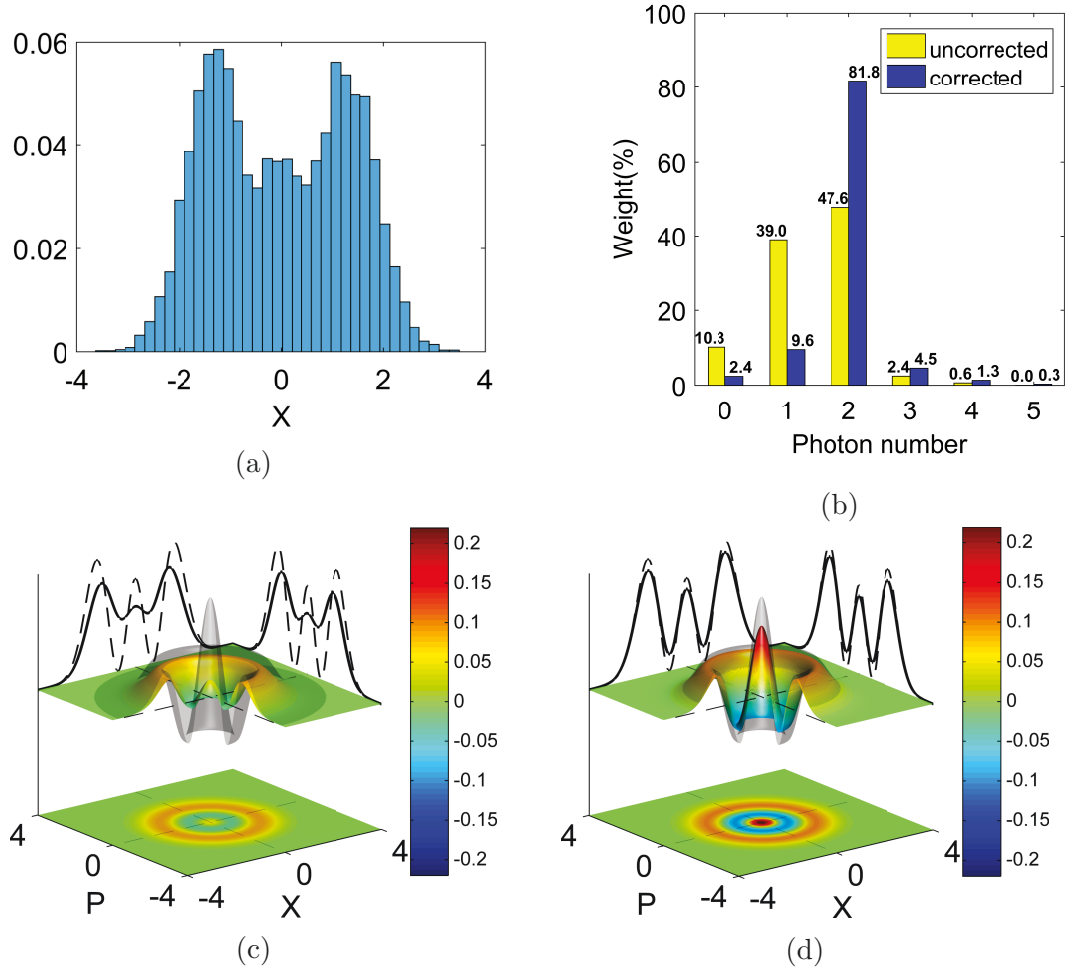



FIGURE 6.26 – Qualité des états de Fock à deux photons obtenue. (a) distribution des points mesurés par la détection homodyne ; (b) : éléments diagonaux des matrices densités des photons uniques corrigés et non-corrigés des pertes ; (c) : fonction de Wigner non corrigée des pertes ; (d) : fonction de Wigner corrigée des pertes. Sur les deux figures, la nappe sombre représente un état de Fock à deux photons parfaits. Les projections continues représentent les probabilités de distributions selon les axes X et P, celles en traitillées : celles de l'état idéal attendu.

de Wigner peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$P_{|2\rangle}(x) = \frac{e^{-\frac{x^2}{\sigma^2}}}{\sqrt{\pi\sigma^2}}\left[1-\delta+\frac{3\delta^2}{8}+\frac{4-3\delta}{2}\frac{\delta x^2}{\sigma^2}+\frac{\delta^2 x^4}{2\sigma^4}\right] \tag{6.7}$$

$$W_{|2\rangle}(x,p) = \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}}}{\pi\sigma^2}\left[(1-\delta)^2+2(1-\delta)\frac{\delta(x^2+y^2)}{\sigma^2}+\frac{\delta^2(x^2+y^2)^2}{2\sigma^4}\right] \tag{6.8}$$

où $\delta$ et $\sigma$ sont des paramètres que l'on peut encore déterminer uniquement avec les moments d'ordres 2 et 4 de nos distributions : $V_2$ et $V_4$. Leur expression est la suivante :

$$\sigma^2 = 2V_2\left(1-\sqrt{\frac{4}{3}-\frac{4V_4}{9V_2^2}}\right) \quad , \quad \delta = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}-\frac{V_4}{9V_2^2}}}{1-\sqrt{\frac{4}{3}-\frac{4V_4}{9V_2^2}}} \tag{6.9}$$

Le paramètre $\delta$ est encore indépendant de la variance du vide, il peut donc être directement obtenu sans normalisation comme dans le cas des photons uniques 5.1. Les valeurs des deltas obtenus grâce à un maximum de vraisemblance entre notre distribution et la formule 6.7 peuvent être trouvées dans la table 6.6.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Expérience | $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_c$ ($\mathcal{N}_{nc}$) | $f_{prod}$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| Chat (chap 5) | 1.02 | 1.28 | -0.18±0.02 (-0.08) | 1 kHz | 0.77 | 63 % | 78 % |
| Cavité | 1.02 | 1.38 | -0.25±0.03 (-0.12) | 240 kHz | 0.74 – 0.77 | 68 % | 88 % |
| Paramètres des états à deux photons | | | | | | | |
| 2006 (Ourjoumtsev et al., 2006a) | 1.14 | 1.21 | -0.03±0.02 (-0.01) | 15 Hz | 0.7 | ✗ | 53% |
| Cavité | 1.00 | 1.32 | -0.09±0.02 (-0.02) | 800 Hz | 0.74 – 0.77 | 48 % | 82 % |

Table 6.6 – Résumé des paramètres de la génération des états obtenus avec l'utilisation de cavité. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction. Les valeurs des photons uniques présentés dans le chapitre 5 sont rappelées à titre de comparaison. Il en est de même pour les états de Fock à deux photons avec ceux obtenus en 2006 sur notre expérience.

## 6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord vu les détails de la construction de la cavité de doublage de fréquence. La cavité nous a permis d'atteindre une efficacité

de doublage inégalée sur l'expérience de 71 %. Ensuite, nous avons étudié l'implémentation de la cavité OPA donnant des puissances résonantes de l'ordre de 11 W. De telles puissances nous ont permis de produire des photons uniques ainsi que des états de Fock à deux photons possédant de très hautes fidélités (88 % et 82 % respectivement) ainsi que de très forts taux de productions (220 kHz et 800 Hz).

On peut noter que les faibles efficacités de notre système d'annonce réduisent fortement nos taux de productions. L'utilisation de détecteur SNSPD (Jeannic et al., 2016), qui possèdent des efficacités quantiques de l'ordre de 90 %, pourrait nous permettre d'accroitre ces taux d'un facteur 2. L'usage de filtres optiques avec de très fines bandes passantes pourrait aussi nous permettre d'augmenter l'efficacité de notre filtrage spatial d'un facteur 5 ou plus. Ces améliorations permettraient d'augmenter les taux de productions d'un facteur supérieur à 10, ce qui conduirait à des taux d'annonces d'environ 2 MHz pour le photon unique et de 7 kHz pour les états de Fock à deux photons.

Cependant, l'implémentation de ces outils reste chère et elle ne permet pas de résoudre les problèmes liés à la génération aléatoire de nos états. Pour pallier à ce dernier problème, il est possible d'utiliser des mémoires quantiques. Le chapitre suivant est dédié à l'implémentation d'une telle mémoire.

# Chapitre 7

# La mémoire quantique

## Sommaire


7.1 Introduction . . . . . **139**
7.1.1 Les processus aléatoires . . . . . 139
7.1.2 Nécessité d'une mémoire . . . . . 140
7.1.3 Caractérisation d'une mémoire quantique . . . . . 141
7.2 Amélioration du protocole expérimental . . . . . **142**
7.2.1 Filtrage spectral . . . . . 142
7.2.2 Asservissement de la température du laser . . . . . 143
7.3 Le principe de la mémoire quantique . . . . . **146**
7.3.1 Polyvalence de la mémoire . . . . . 146
7.3.2 Les contraintes expérimentales . . . . . 148
7.4 Installation de la mémoire . . . . . **150**
7.4.1 La ligne à retard . . . . . 152
7.4.2 Implémentation de la mémoire . . . . . 153
7.4.3 Qualité des états de Fock . . . . . 155
7.5 Stockage d'états de Fock . . . . . **158**
7.5.1 Stockage de photons uniques . . . . . 158
7.5.2 Stockage d'état de Fock à deux photons . . . . . 161
7.6 Conclusion . . . . . **166**


## 7.1 Introduction

### 7.1.1 Les processus aléatoires

Dans le chapitre précédent nous nous sommes penchés sur deux des trois améliorations possibles présentées dans la section 5.4, à savoir : la qualité des photons uniques et le taux de production des états de Fock. Il nous faut maintenant nous

intéresser à la dernière de ces améliorations qui est peut être la plus problématique des trois : le caractère aléatoire de la génération des états de Fock.

Malgré l'augmentation du taux de production de 2 ordres de grandeurs, si l'on veut appliquer le protocole de génération des états chats proposé dans le chapitre 3, les taux vont diminuer rapidement en augmentant le nombre d'itération. Le taux actuel de production de photons uniques correspond à une probabilité d'annonce de $\sim$1/350. En utilisant une deuxième source identique et en prenant en compte le taux de succès du conditionnement homodyne du protocole de breeding ($\sim$ 15 %), nous obtenons un taux de production d'états chats d'environ 100 Hz seulement, bien que cela correspondent à une augmentation de 3 ordres de grandeur.

Une itération hypothétique de ce protocole avec deux de ces chats nécessiterait la production simultanée de quatre photons, ainsi que la réussite de trois opérations de Breeding. Cela donnerait un taux de production de 25 µHz, soit environ deux états chats par jour. Il est donc clair que de tels procédés ne sont pas réalisables. Il faut aussi noter que la réalisation de quatre cavités OPAs est difficilement envisageable.

### 7.1.2 Nécessité d'une mémoire

Pour palier à ce problème, plusieurs solutions sont envisageables. Elles peuvent être réunies en deux catégories :

- l'utilisation de sources déterministes de photons uniques,
- l'implémentation de mémoires quantiques.

**Les sources déterministes**

L'idée générale consiste à fabriquer un système à deux niveaux « artificiels » placé au seins d'une micro-cavité. Cette cavité permet de contrôler la direction d'émission du photon par effet Purcell, ainsi que sa durée de vie. Plusieurs méthodes ont été développées pour obtenir de tels systèmes : l'utilisation des boîtes quantiques placées au centre d'un micro piliers (Sapienza et al., 2015; Somaschi et al., 2016), des nanotubes de carbone en cavité (Jeantet et al., 2016), etc...

Ces procédés sont très prometteurs. Des brillances (probabilité d'obtenir un photon par pulse envoyé) atteignant presque les 80% ont été obtenues (Gazzano et al., 2013). Cependant, ces valeurs sont obtenues après corrections des pertes de transmissions des différentes optiques ainsi que de l'efficacité de détection. Si l'efficacité de détection n'est pas un problème, les pertes optiques réduisent fortement la brillance (<50 %). Ces valeurs très encourageantes restent problématiques pour les variables continues : l'absence d'annonce du succès de la génération est équivalente à des pertes, qui sont donc supérieures à 50%, rendant la fonction de Wigner des photons uniques strictement positive, ce qui n'est pas acceptable.

**Les mémoires quantiques**

Les mémoires quantiques utilisent une approche différente (Lvovsky et al., 2009). Il ne s'agit plus de produire des photons de façon déterministe mais plutôt de les synchroniser : un photon est stocké en attendant la production d'un second. Ainsi, des brillances élevées ne sont plus nécessaires.

De telles mémoires permettraient d'augmenter considérablement les taux de productions. Plusieurs expériences ont vu le jour afin stocker des photons uniques, que ce soit en utilisant des atomes froids (Bimbard et al., 2014; Parigi et al., 2015; Vernaz-Gris et al., 2017), des cristaux (Jobez et al., 2015; Saglamyurek et al., 2015), des vapeurs chaudes (Reim et al., 2011), des systèmes uniques (Kimble, 2008) ou des cavités optiques (Yoshikawa et al., 2013). Les applications des mémoires quantiques vont au delà de la génération d'états quantiques : ce sont des éléments essentiels en communication quantique (Bussières et al., 2013).

Un des principaux avantages des mémoires quantiques est qu'elles permettent aussi de stocker des états plus complexes comme les états chats. Ainsi, cette solution élégante permet de s'abstenir des problèmes liés aux taux de succès non-unitaires des différents protocoles de génération d'états quantiques.

Dans ce chapitre, nous allons voir l'implémentation d'un nouveau type mémoire qui permet de stocker des états quantiques optiques en jouant sur la polarisation de la lumière.

### 7.1.3 Caractérisation d'une mémoire quantique

Lorsque l'on étudie une mémoire quantique, plusieurs critères doivent être pris en compte. La qualité d'une mémoire quantique est définie par trois principaux critères : l'efficacité, la fidélité et le temps de stockage. Un autre critère important est la capacité multimode d'une mémoire.

- le temps de vie : temps caractéristique de stockage d'un état,
- l'efficacité : elle donne la probabilité qu'a l'utilisateur de retrouver son état à la sortie de la mémoire quantique,
- la fidélité : elle détermine la ressemblance entre l'état d'entrée et l'état de sortie. Elle dépend du moyen utilisé pour coder l'information : la polarisation, la fréquence, etc...
- la capacité multimode : capacité de la mémoire à stocker de l'information sur plusieurs degrés de libertés. C'est un critère très important en communication quantique, car il permet d'augmenter l'information stockée.

Un exemple permet de saisir rapidement la différence entre la fidélité et l'efficacité : si l'on envoie un photon unique dans une mémoire quantique avec une polarisation horizontale (H), ce dernier est extrait après un temps de stockage $t_s$. L'efficacité de la mémoire représente la probabilité qu'a l'observateur d'obtenir un photon en sortie de la mémoire à l'instant $t_s$. La fidélité représente la probabilité qu'a le photon d'avoir la polarisation H, une fois que celui-ci est détecté. Ici, l'information de l'état stocké est contenue dans sa polarisation.

**Notes**

- Lorsque l'on utilise des variables continues, le problème est légèrement différent. L'information est encodée directement sur le nombre de photons. Ainsi,

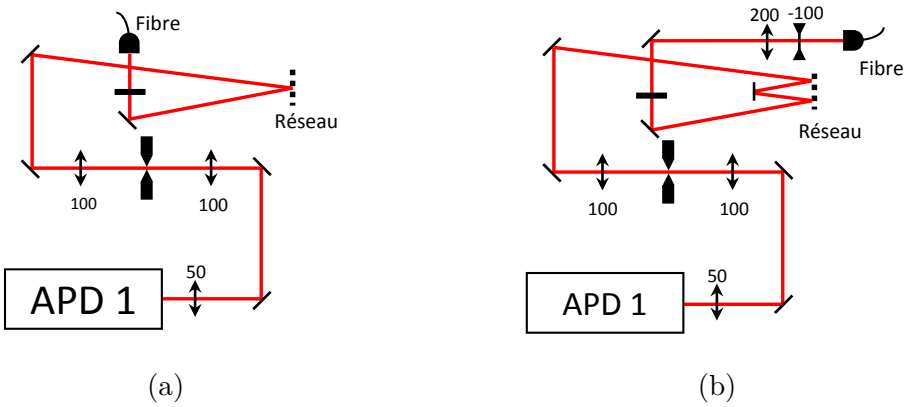



FIGURE 7.1 – Système de filtrage spectral des photons. (a) : ancienne configuration, (b) nouvelle configuration.

la définition d'efficacité n'a pas lieu d'être. En revanche la fidélité de notre état est donnée par la probabilité que l'état mesuré soit un photon unique.

- La majeure partie des mémoires quantiques fonctionne pour des longueurs d'ondes visibles ou proches infra-rouge. Pour minimiser les pertes optiques, les longueurs d'ondes utilisées en communication sont aux alentours de 1550 nm, limitant fortement les applications des mémoires pour la communication quantique. Cependant, il est possible d'utiliser des solutions alternatives comme la conversion de fréquence (Zaske et al., 2012).

## 7.2 Amélioration du protocole expérimental

Avant d'étudier la mémoire quantique, nous allons tout d'abord voir deux améliorations apportées sur l'expérience après les mesures présentées au chapitre précédent.

### 7.2.1 Filtrage spectral

Nous allons commencer par l'amélioration du filtrage spectral. Le schéma du filtrage utilisé jusqu'à présent est rappelé sur la figure 7.1(a).

Au cours des mesures de fidélité des états de Fock du chapitre précédent, nous nous sommes aperçus, que pour maximiser la qualité des photons uniques, nous devions fermer la fente presque complètement. Cela nous indique que le pouvoir de résolution du filtrage spectral n'est pas assez grand. La première conséquence du manque de résolution est une diminution du taux de production : la transmission du dispositif de filtrage sera d'autant plus basse que la taille de la fente sera petite devant celle du waist des photons à une longueur d'onde donnée. Ensuite, si la résolution est trop basse, le spectre transmis par la fente sera trop large par rapport à celui de notre oscillateur local, détériorant la qualité de nos photons.

Afin de contourner ces problèmes, nous avons augmenté le pouvoir de résolution de notre filtrage. Pour cela, nous avons tout d'abord ajouté un télescope en sortie

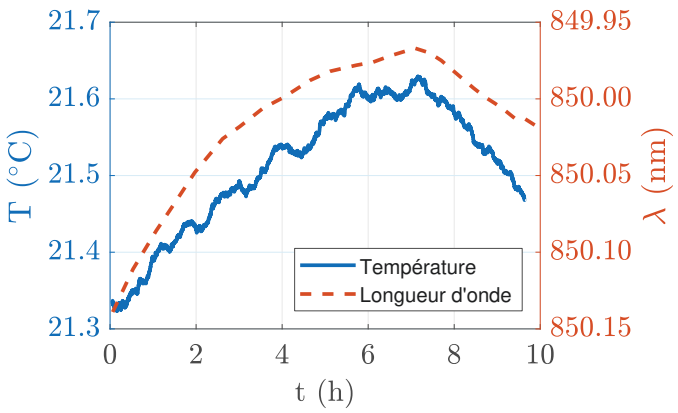



FIGURE 7.2 – Évolution de la température et de la longueur d'onde au cours d'une journée d'expérience. Toute l'électronique de l'expérience a été coupée vers t$\simeq$ 7 h. Afin de bien voir les corrélations, l'axe des longueurs d'ondes est décroissant.

de la fibre optique afin de grossir le faisceau d'un facteur 2, ce qui nous permet de réduire le waist du faisceau focalisé sur la fente, augmentant notre résolution[1].

Afin d'accroître encore notre résolution, le faisceau diffracté par le réseau est renvoyé sur ce dernier. Cette double réflexion nous permet d'augmenter facilement le pouvoir de résolution d'un facteur 2.

La combinaison de ces deux changements conduit à une augmentation d'un facteur $\sim$ 4 du pouvoir de résolution du filtrage, permettant de contrôler facilement la longueur d'onde centrale de nos photons (figure 7.1).

### 7.2.2 Asservissement de la température du laser

A la fin du chapitre 5, nous avons vu qu'un des facteurs qui limitait les prises de données était le drift de la longueur d'onde centrale de notre laser ; ce décalage est associé à un changement du taux du répétition du laser. Comme nous utilisons maintenant deux cavités, ce décalage est d'autant plus limitant : afin de ne pas réduire la largeur spectrale des pulses résonants (section 2.2.2), il nous faut réajuster régulièrement les longueurs des cavités.

En nous penchant sur ce problème, nous avons remarqué que notre décalage était relié à la température de la plaque du laser. Sur la figure 7.2 nous avons tracé l'évolution de la longueur d'onde ainsi que de la température en fonction du temps. T=0 h correspond au moment où nous avons allumé le laser ainsi que l'électronique de l'expérience. A T$\simeq$7 h : tous les appareils non essentiels ont été éteints. Comme on peut le voir, les deux grandeurs ont le même comportement. Le spectre est mesuré avec un analyseur de spectre *Advantest Q8384*, et la température grâce un Arduino utilisant un composant *LM35DT*.

Il est assez simple de relier les deux grandeurs : lorsque l'on allume l'électronique et le laser, la température de la plaque du laser augmente. Elle conduit à une dilatation de la plaque, augmentant la longueur effective de la cavité. Ce changement

1. Remarquons que remplacer la lentille qui précède la fente n'augmentera pas notre résolution. Si une focale plus courte diminue le waist, elle diminue aussi la distance entre deux faisceaux d'angles différents.

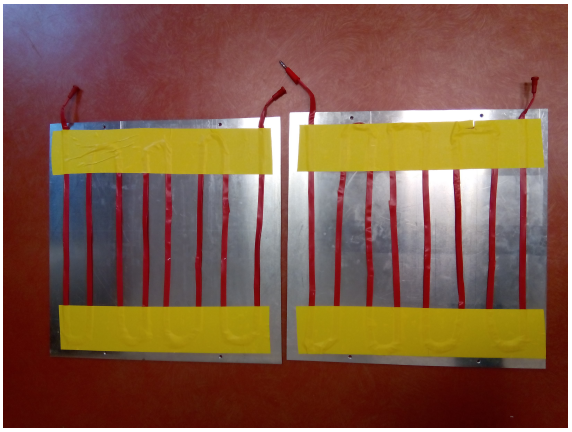


FIGURE 7.3 – Photo du dispositif permettant d'asservir la température du laser.

de longueur conduit à une diminution du taux de répétition du laser.

Une application numérique permet de vérifier rapidement si la dilatation de la plaque peut expliquer le changement du taux de répétition ainsi que le décalage de la longueur d'onde. La plaque du laser, en aluminium, possède un coefficient de dilatation thermique $\alpha = 23 \times 10^{-6}$K nous permettant de calculer la longueur de dilatation de la cavité $\Delta L$ :

$$\Delta L = \alpha L_{cav} \Delta T = 55\,\mu\text{m} \tag{7.1}$$

Une augmentation de la longueur de la cavité de 55 µm correspond à un changement du taux de répétition de $\Delta\nu_{rep} \simeq 1\,\text{kHz}$. Les calculs effectués dans la section 2.2.2, nous permettent d'estimer l'influence de ce décalage sur le spectre résonant. Avec les finesses actuelles des cavités, si elles ne sont pas réajustées, cela revient à réduire le spectre résonant d'un facteur 2 environ. L'élévation de la température de la plaque du laser semble bien être responsable du décalage du taux de répétition.

Le changement du taux de répétition a pour conséquence de décaler les dents du peigne de fréquences ; la N$^e$ dent du peigne subit un décalage de fréquence $\text{N}\Delta\nu_{rep}$. Pour la dent centrale de notre laser, cela équivaut à un décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda_0 = 13\,\text{pm}$ (figure 7.2). Cette valeur n'explique pas le décalage de la longueur d'onde centrale de 150 pm. En réalité, ce drift s'explique par un décalage de la courbe de gain du laser, Cette dernière étant contrôlée par une lame biréfringente, on peut supposer que ces propriétés changent avec la température.

Dans les deux cas, asservir la température du laser devrait nous aider à contrôler sa longueur d'onde et son taux de répétition. Le moyen le plus simple et le plus rentable d'asservir la température est de chauffer le laser un degré au-dessus de la température de la table lorsque tout est éteint. Un fil résistif parcouru par un courant fixé en dessous du laser nous permet de chauffer facilement la plaque à la température désirée. Le courant moyen traversant le fil peut être contrôlé par la méthode de modulation de largeur d'impulsion associée à un solide-state relay activant ou non le passage du courant dans le fil résistif. La température mesurée par l'Arduino sert de signal d'erreur à un contrôleur PID agissant sur la largeur temporelle des impulsions envoyées en entrée du relais statique (*solid state relay*), permettant de diminuer la puissance dissipée par effet Joule du fil afin de maintenir la température du laser constante.

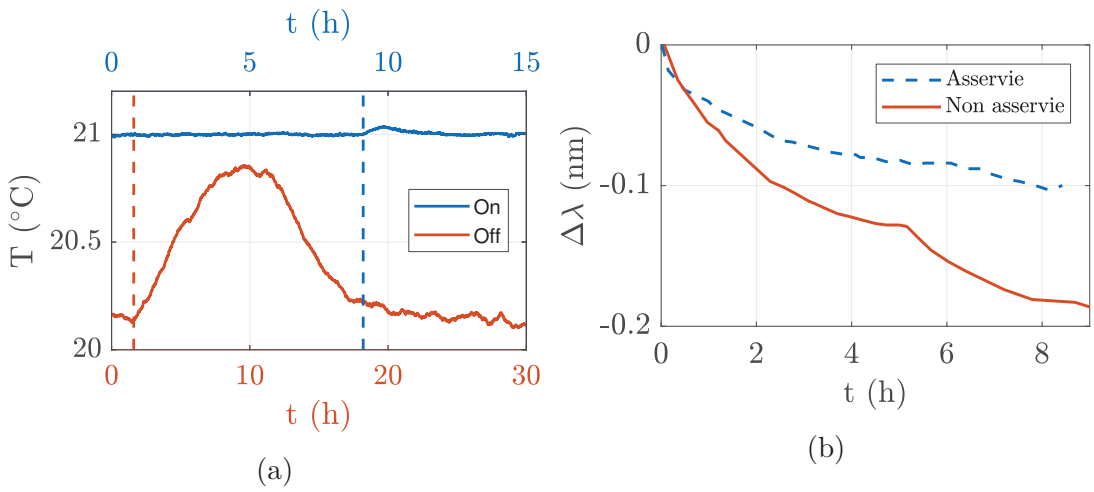



FIGURE 7.4 – (a) : Évolution de la température du laser en fonction du temps sur une journée d'expérience. Traitillés : allumage de l'expérience ; (b) : évolution de la longueur d'onde centrale du laser lorsque l'on asservit ou pas la température du laser

La figure 7.3 nous montre le fil résistif scotché sur des plaques d'aluminium qui sont ensuite placées sous le laser. La figure 7.4(a) représente la température de la plaque en fonction du temps au cours d'une journée d'expérience avec et sans l'asservissement de la température du laser. Une fois asservie, les variations de températures inférieures à 0.05 ° sont 15 à 20 fois plus faibles.

Une fois la température contrôlée, il nous faut regarder les variations de la longueur d'onde du laser qui sont représentées sur la figure 7.4(b). L'asservissement de la température nous permet de diminuer par deux le décalage de la longueur d'onde. De la même façon, la longueur des cavités a moins besoins d'être ajustée, ce qui indique que le taux de répétition du laser est plus stable.

Cependant, la stabilisation n'est pas encore optimale. Lorsque l'on allume le laser, le cristal, qui est pompé par le verdi (5 W), chauffe fortement, ce qui nous donne un profil inhomogène à la température du laser. Notre système appliquant juste un offset de température, il ne nous permet pas de contrôler cette homogénéité. Afin d'améliorer cet asservissement, une première solution serait de séparer l'asservissement de la longueur d'onde centrale et du taux de répétition ; une autre piste pourrait être d'essayer de maintenir l'homogénéité de la température.

**Notes**

Il faut remarquer que si la température influence la longueur effective de la cavité, les fluctuations de pressions influencent la valeur de l'indice de l'air. Lorsque les conditions météo changent rapidement, on peut observer une différence de pression de l'ordre de 20 hPa sur une journée. Le changement d'indice correspond à un changement de longueur de la cavité de 16 µm.

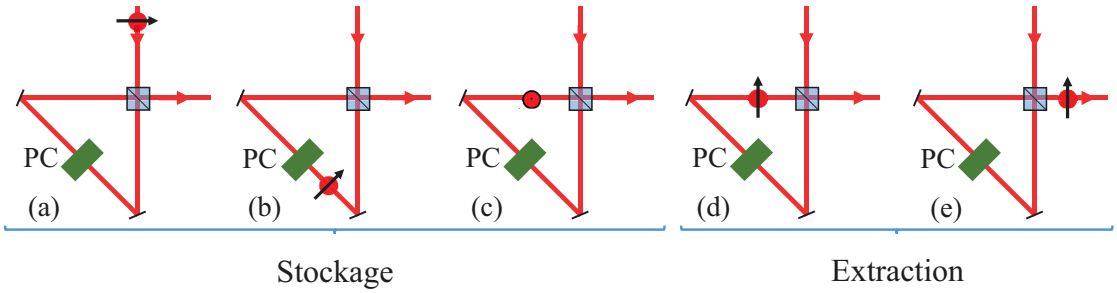



FIGURE 7.5 – Principe de la mémoire quantique mise en place. Un photon incident, en polarisation horizontale, traverse le PBS et entre dans la cavité. (b) : la polarisation du photon est tournée de 90 ° par la cellule de Pockels (verticale), (c) : le photon, en polarisation verticale, est réfléchi par le PBS : il est stocké dans la cavité. (d) : pour extraire le photon, nous tournons encore la polarisation de 90 °, (e) : le photon est extrait de la cavité.

## 7.3 Le principe de la mémoire quantique

Le principe de la mémoire que nous proposons est très simple. Il est schématisé sur la figure 7.5. Il peut être résumé en 5 étapes distinctes :

(a) Un état de fock à un photon arrive sur le PBS de la cavité. De part sa polarisation horizontale, il sera transmis par le PBS et entrera dans la cavité.

(b) On applique une impulsion de tension V à la cellule de Pockels permettant de changer son comportement biréfringent de lame d'onde à demi-onde. Si les axes neutres de la cellule sont à 45 ° de la polarisation horizontale du photon, elle change la polarisation du photon en polarisation verticale.

(c) La polarisation verticale du photon fait qu'il est réfléchi par le PBS. Le photon est donc stocké dans la cavité.

(d) Pour éjecter le photon de la cavité, nous tournons une nouvelle fois sa polarisation grâce à notre cellule de Pockels.

(e) Le photon possède maintenant une polarisation horizontale, il est transmis par le PBS et sort de la cavité.

La force de cette mémoire est sa simplicité de mise en œuvre. En effet, la majeure partie des mémoires quantiques utilise des atomes froids ou des cristaux qui nécessitent de travailler à des températures cryogéniques. Mais sa simplicité a un prix : les délais électroniques doivent être extrêmement courts en raison de la vitesse de propagation des photons, et le temps de vie de la cavité est très sensible à la qualité de nos optiques.

### 7.3.1 Polyvalence de la mémoire

Avec cette mémoire, plusieurs opérations sont possibles. Nous ne pouvons pas seulement stocker des photons uniques, mais n'importe quelle superposition d'états de Fock sans changer quoi que ce soit sur le protocole de stockage.

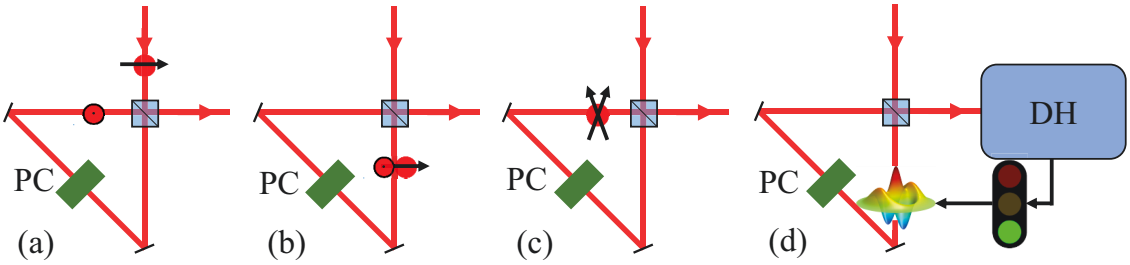



FIGURE 7.6 – Principe de la croissance des états chats avec la mémoire quantique. (a) : un photon est stocké dans la cavité lorsqu'un second arrive, (b) les photons sont synchronisés dans la cavité, (c) on tourne la polarisation des photons de 45 °, (d) le PBS nous permet de faire interférer les deux modes des photons, on retrouve le protocole de *breeding*. Un conditionnement en $x \simeq 0$ projette l'état dans la cavité sur un état chat de Schrödinger optique.

Mais la véritable puissance de cette mémoire est liée à la possibilité d'agir sur l'état stocké à l'intérieur de la cavité. Voici une liste non exhaustive d'exemples.

**Croissance d'états chats**

Une première application est la création et la croissance des états chats de Schrödinger en utilisant le protocole de *breeding* présenté dans le chapitre 3.

Le principe est détaillé sur la figure 7.6. Supposons que nous avons un photon unique stocké dans la cavité. Lorsqu'un deuxième photon est annoncé, ce dernier va entrer dans la cavité. Comme la longueur de la cavité est synchronisée avec le taux de répétition, les deux photons seront superposés temporellement et spatialement. Cependant, en raison de leurs polarisations orthogonales, ils restent dans deux modes différents.

Si l'on tourne la polarisation de nos photons de 45 ° au lieu de 90 °, le PBS va alors mélanger les deux modes des photons et agira exactement comme la lame semi-réfléchissante du protocole de *breeding*. On obtient alors l'état bimode d'Hong-Ou-Mandel :

$$|\psi_{HOM}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|2_{in}, 0_{ext}\rangle + |0_{in}, 2_{ext}\rangle\right) \tag{7.2}$$

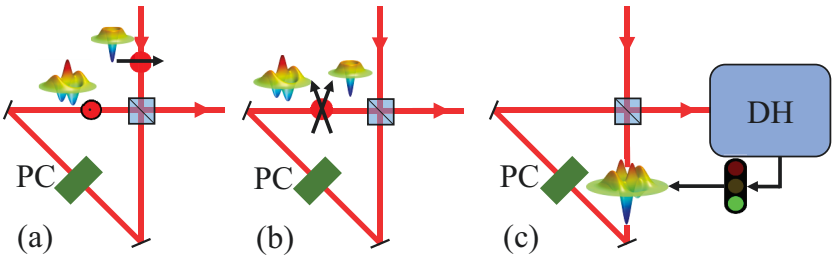



FIGURE 7.7 – Principe de l'itération du protocole. (a) un état chat a été produit dans la cavité, il est stocké en attendant l'arrivée d'un nouveau photon, (b) les deux états sont synchronisés, leur polarisation est tournée de 45 °, (c) on réalise le protocole de *breeding* permettant d'obtenir un chat impair de plus grande amplitude.

où les indices *in* et *ext* désignent les modes de l'état à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité.

Une détection homodyne placée en sortie de cavité nous permet d'effectuer une mesure sur un des modes, et donc de projeter l'état à l'intérieur de la cavité dans une superposition : $\alpha\,|0\rangle + \beta\,|2\rangle$ où $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Si la mesure homodyne donne la bonne valeur ($V_{DH} \simeq 0$), alors l'état stocké dans la cavité est un état chat de Schrödinger.

L'état chat obtenu peut ainsi être relâché à n'importe quel moment et être synchronisé avec un autre évènement. Mais nous pouvons aussi faire attendre l'état produit de façon à lui « ajouter » un autre photon par le même procédé, voir même un état chat, le tout sans avoir à extraire notre état de la mémoire (figure 7.7).

**Création d'états Chats à partir d'états à deux photons**

On peut aussi réaliser des états chat à partir des états de Fock à plusieurs photons. Ce protocole, réalisé sur l'expérience en 2007 (Ourjoumtsev et al., 2007), est très proche du protocole de *breeding*. Un état de Fock est envoyé sur une lame semi-réfléchissante 50 : 50. Si la détection homodyne donne la valeur zéro, on obtient alors un état chat de Schrödinger.

Comme dans le cas précédent, la lame semi-réfléchissante est obtenue en tournant la polarisation de 45 ° avant le PBS de la mémoire.

## 7.3.2 Les contraintes expérimentales

La construction de notre mémoire possède deux contraintes techniques qu'il est important d'identifier : les pertes et les délais électroniques.

### 7.3.2.1 Origines des pertes

Il existe plusieurs facteurs limitant la qualité des photons uniques obtenus à la sortie de la cavité :

- le mode spatial et temporel du photon,
- le changement de polarisation,
- les pertes optiques.

**Le mode spatial et temporel**

- Comme nous analysons notre état avec une détection homodyne, le mode spatial du photon doit être le même que celui de l'oscillateur local. Afin qu'il ne change pas en fonction du nombre de tours, il est impératif que le mode spatial du photon soit très proche de celui de la cavité.

  Si le désaccord est trop important, la fidélité chutera encore plus rapidement et diminuera le temps de vie de la cavité. Si ce n'est pas le cas, le mode spatial du photon va *osciller* autour du mode de la cavité, il est alors possible d'observer une oscillation de la fidélité des photons en fonction du nombre de tours de stockage.

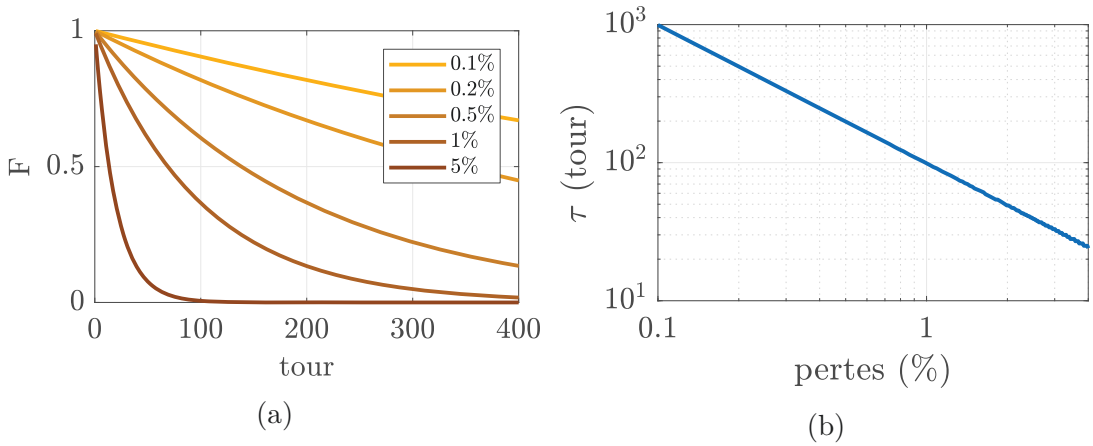



FIGURE 7.8 – (a) fidélité théorique d'un photon unique en fonction du nombre de tours parcourus dans la cavité pour différentes valeurs des pertes par tour. (b) temps de vie de la cavité en fonction des pertes après un tour de cavité.

- Si la longueur de la cavité n'est pas exactement égale à la distance entre nos pulses, alors le photon n'arrivera pas synchronisé avec l'oscillateur local, conduisant à des pertes. Un décalage temporel de la cavité $t_0$ donne un décalage temporel du photon qui s'amplifie avec le nombre de tour N, diminuant dramatiquement le temps de vie. Heureusement, il est relativement facile de contrôler ce délai grâce à une platine de translation. Cependant, plus le nombre de tours de stockage est important, plus nous sommes sensibles à l'alignement.

**Le changement de polarisation**

Une étape importante du stockage est le changement de polarisation de 90 ° par la cellule de Pockels. Il faut pour cela que la cellule soit parfaitement alignée : les axes neutres doivent être à 45 ° des polarisations H et V. Si ce n'est pas le cas, le PBS agira comme un miroir avec un coefficient de réflexion $R = \cos\theta$, où $\theta$ est l'angle de rotation du photon. Une fois que ce dernier est réfléchi, sa polarisation reste verticale. Il n'y a donc plus de pertes liées à la polarisation, jusqu'au moment où l'on souhaite extraire le photon : on se retrouve de nouveau avec les mêmes pertes. Les pertes liées à un mauvais changement de polarisation sont donc : $p_{pol} = 2\cos\theta$. L'alignement de la cellule de Pockels sera détaillée dans la section suivante.

**Les pertes optiques**

Ce sont de loin les pertes les plus importantes de la mémoire. Soit p, les pertes optiques par tour de la cavité. La figure 7.8(a), représente la fidélité d'un photon unique parfait en fonction du nombre de tours parcourus dans la cavité. Sur la figure 7.8(b), nous avons tracé le temps de vie de la cavité en fonction de p. Des valeurs de $p > 1\,\%$ nous donnent un temps de vie de seulement 100 tours. On comprend donc qu'il est essentiel de réduire ces pertes au maximum. Les pertes optiques seront détaillées dans la prochaine section de ce chapitre.

#### 7.3.2.2 L'électronique

La longueur de la cavité étant synchronisée avec le taux de répétition du laser, un photon effectue un tour de cavité en $\sim 13\,\text{ns}$. Il nous faut donc être capables de changer l'état de la cellule de Pockels en un temps plus court. Nous utilisons pour cela une cellule et un driver identiques à ceux utilisés pour réduire le taux de production de l'oscillateur local (section 6.5.2), ce qui nous permet de changer l'état de la cellule de Pockels en seulement 7 ns.

Cependant, s'il l'on peut changer l'état de notre cellule en moins de 7 ns, ils nous faut maintenant le faire uniquement lorsque l'on veut stocker ou extraire un photon de la cavité. Pour cela, lorsqu'un photon est détecté, il faut changer l'état de la cellule de Pockels avant qu'il ne la traverse. Ainsi, avant que le photon de la voie idler arrive dans la cellule, il nous faut détecter le photon de la voie sonde et envoyer le signal vers une carte PCI qui enverra un signal au driver et qui appliquera finalement la tension sur la cellule de Pockels.

Il nous faut donc de l'électronique qui soit capable de fonctionner très rapidement et dont on connaît les délais. Sur l'expérience, les délais sont les suivants :

- le délai optique d'acheminement vers l'APD : $\tau_{det} \simeq 20\,\text{ns}$,
- APD : $\tau_{APD} \simeq 20 - 30\,\text{ns}$,
- carte PCI : $\tau_{PCI} \simeq 61\,\text{ns}$,
- driver : $\tau_{PCI} \simeq 38\,\text{ns}$,
- cellule $\tau_{PC} \simeq 7\,\text{ns}$.

Cela nous donne un délai total : $\tau_T = 156\,\text{ns}$. Pendant ce temps $\tau_T$, le photon de la voie idler parcourt 47 m, il est donc impératif d'avoir une ligne à retard qui nous permette de faire « patienter » le photon avant que l'on change l'état de la cellule.

## 7.4 Installation de la mémoire

De la même façon que pour les deux expériences précédentes, des schémas détaillés et simplifiés de l'expérience sont représentés sur les figures 7.9 et 7.10. La majeure partie de l'expérience est identique à celle du chapitre précédent. Les principales nouveautés sont la ligne à retard ainsi que la cavité de mémoire quantique.

L'expérience est maintenant composée de 8 étapes (toujours indiquées sur les figures 7.9 et 7.10). Les étapes ① à ④ sont identiques à celle du chapitre précédent, à savoir : la formation des pulses ①, le doublage de la longueur d'onde ②, la formation des paires de photons par la cavité OPA ③, le filtrage et la détection des photons de la voie sonde ④.

Une fois que la création d'une paire est annoncée par une des APDs, le photon de la voie idler traverse la ligne à retard ⑤. Pendant ce temps, nous changeons l'état de la cellule de Pockels qui va nous permettre de stocker le photon unique dans la cavité ⑥. Lorsque nous souhaitons extraire le photon, nous changeons de nouveau l'état de la cellule de Pockels de la mémoire (QMC) ainsi que celui de la cellule de Pockels de l'oscillateur local ⑦. Le photon et le pulse de l'oscillateur local sont

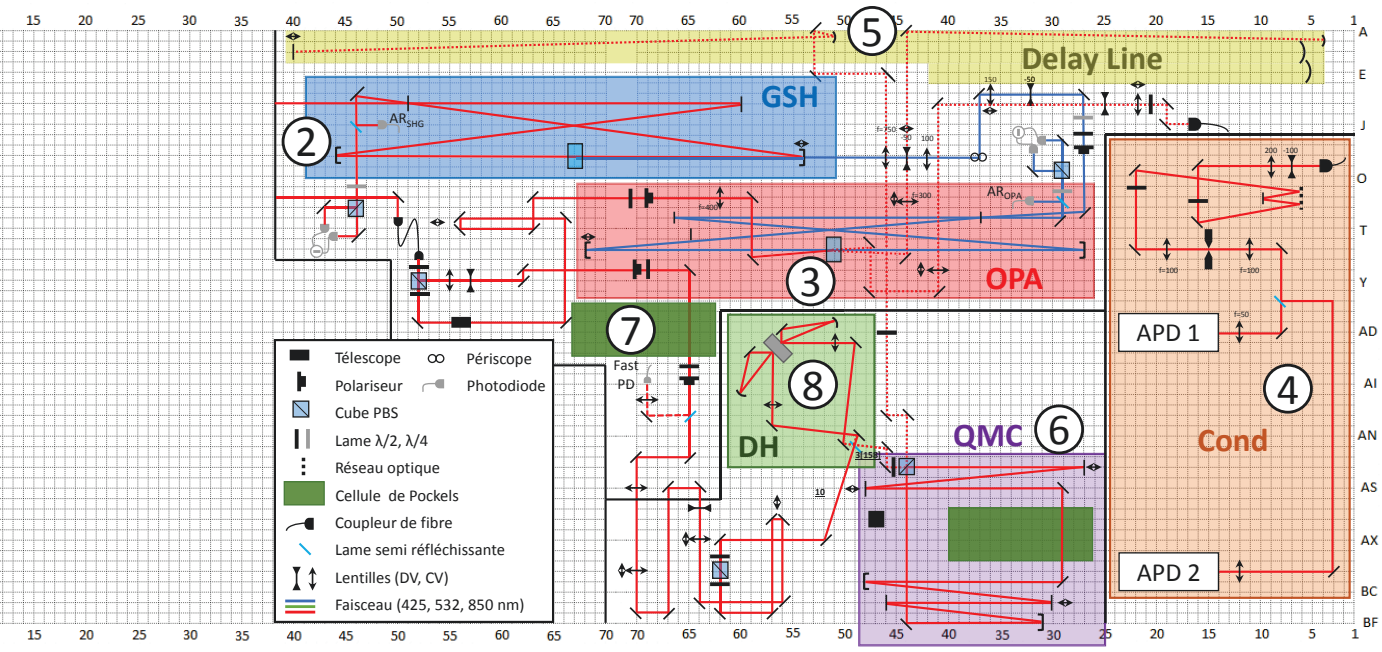



FIGURE 7.9 – Schéma de l'implémentation de la mémoire quantique. L'étape ①, concernant la génération des pulses à 850 nm ainsi que leur caractérisation, n'est pas représentée ; elle peut être trouvée sur la figure 6.1.

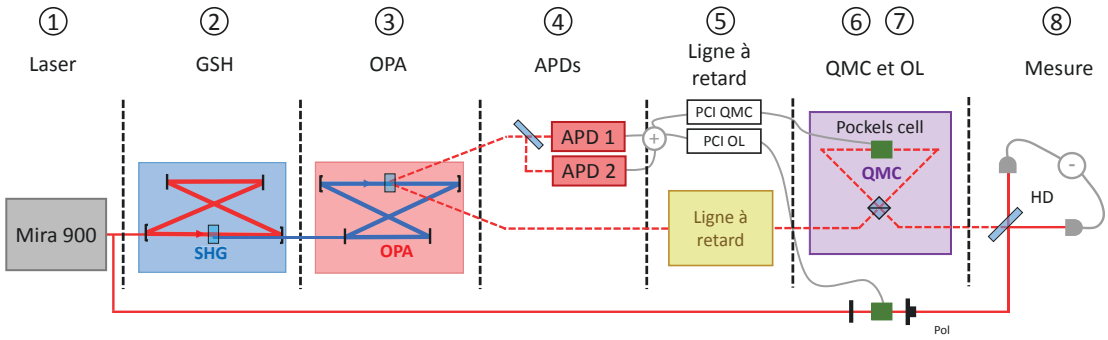



FIGURE 7.10 – Schéma simplifié de l'expérience

relâchés de façon à arriver simultanément à l'entrée de la détection homodyne pour pouvoir effectuer la mesure homodyne ⑧.

### 7.4.1 La ligne à retard

**Principe**

Comparé à son alignement, le principe de la ligne à retard est relativement simple. Il consiste à faire plusieurs allers-retours entre deux miroirs concaves qui ont les mêmes rayons de courbures, il est représenté sur la figure 7.11. Deux miroirs concaves symétriques par rapport au point C sont placés de sorte que leurs rayons de courbures correspondent à leurs distances du point C, définissant ainsi un cercle de centre C. Si l'on envoie un faisceau légèrement décalé du centre des miroirs, alors ce dernier va effectuer plusieurs aller-retours entre les miroirs et ressortir de l'autre côté. Le nombre d'allers-retours est déterminé par la distance entre le point C et le faisceau incident.

La ligne à retard installée repose sur ce principe à ceci près que le cercle est replié sur lui-même en plaçant un miroir plan au point C. Les deux miroirs se trouvent alors côte à côte, facilitant les alignements. La figure 7.11 montre les différentes réflexions du faisceau sur les miroirs concaves. L'avantage de ce type de ligne à retard est que l'on peut facilement contrôler le nombre d'allers-retours entre les miroirs en jouant sur l'orientation d'un des miroirs concaves.

**Paramètre de la ligne**

Une ligne à retard de ce type est équivalente à une cavité ouverte. Afin que le faisceau ne diverge pas, il nous faut arriver avec les bons paramètres de faisceau (à savoir : le waist et sa position). De plus, si l'on souhaite changer le nombre d'allers-retours facilement, le waist du faisceau en sortie doit être indépendant du nombre de tours réalisés.

Les formules démontrées dans le chapitre 2 nous permettent de déterminer les propriétés spatiales du faisceau incident recherché. Nous nous trouvons dans le cas d'une cavité Fabry-Perot constituée d'un miroir plan et d'un miroir concave. Afin de limiter les pertes optiques, nous devons limiter le nombre d'allers-retours et donc séparer au maximum les miroirs. A cette fin, nous avons choisi des miroirs *Layertec* avec un rayon de courbure de 2.5 m. Leur coefficient de réflexion en polarisation s est particulièrement élevé ($R_s > 99.99\,\%$), ce qui nous permet de limiter les pertes optiques. Pour pouvoir être stable, la distance entre les deux miroirs doit être inférieure à 5 m : elle a été fixée à 4.8 m.

Le nombre d'allers-retours maximum est limité par la taille des miroirs concaves, ces derniers ont un diamètre de 2 pouces chacun. Une fois que la ligne à retard est correctement alignée, nous pouvons contrôler le nombre d'allers-retours du faisceau idler de 1 à 9, autorisant un réglage du délai de 32 à 288 ns par pas de 32 ns. Ce délai est bien supérieur au temps nécessaire au changement d'état de la cellule de la mémoire : $\tau_T = 156\,\text{ns}$.

L'implémentation de la ligne à retard est représentée sur la figure 7.9.

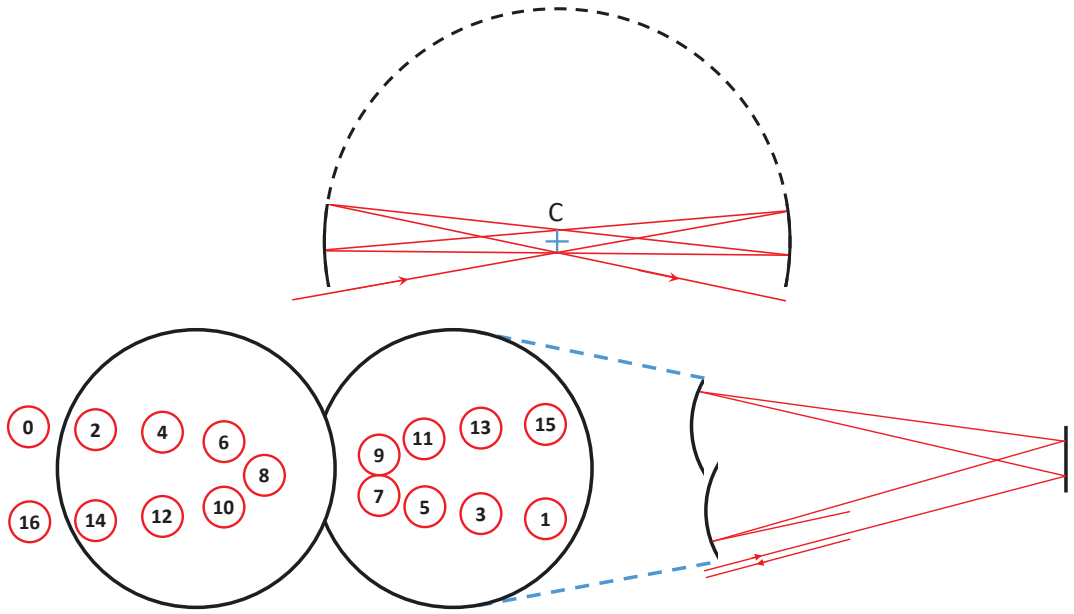



FIGURE 7.11 – Schéma du fonctionnement de la ligne à retard. Haut : principe de base de la ligne à retard, les centres des miroirs sont identiques créant deux foyers par où passent tous les faisceaux ; droite : la ligne à retard repliée ; gauche : les cercles rouges représentent le faisceau idler, les réflexions sont numérotées par ordre croissant. 0 et 14 correspondent respectivement aux faisceaux incident et émergeant de la ligne à retard. Pour obtenir une telle configuration, nous devons légèrement séparer les centres des deux miroirs.

### 7.4.2 Implémentation de la mémoire

**Stabilité de la cavité**

Comme pour les autres cavités, il nous faut étudier une nouvelle fois la stabilité de la nouvelle cavité. Les paramètres de cette dernière sont identiques aux deux dernières cavités. Nous avons donc toujours deux miroirs concaves qui ont un rayon de courbure de 1 m. Ainsi, comme nous le montre la figure 6.7, la cavité est stable tant que la distance entre les miroirs est supérieure à 1 m. La distance entre les miroirs est choisie égale à 1.2 m. De cette façon, le waist du faisceau résonant reste faible, ce qui facilite l'alignement de la cellule de Pockels.

Le schéma de la cavité peut être trouvé sur la figure 7.9. Comme on peut le voir, la cavité est composée de deux miroirs concaves, 7 miroirs plans, d'un PBS et de la cellule de Pockels. La géométrie compliquée de la cavité est due à la nécessité d'un angle à 45 ° pour le PBS ainsi qu'à l'encombrement de la cellule de Pockels.

**Réflectivité et transmission des optiques**

Comme nous l'avons vu dans la section 7.3.2.1, ce sont les pertes optiques qui limitent le temps de vie de la mémoire. La qualité des optiques est donc un facteur déterminant.

Voici la liste des différentes optiques utilisées :

- les miroirs plans à 0 ° et 45 ° d'angle d'incidence : $R_m > 99.99$ %,

- les miroirs concaves : $R_m > 99.99$ %,

- PBS : $R_{s,PBS} > 99.95\%$, $R_{p,PBS} < 2$ %

- la cellule de Pockels : $T_{PC} > 99$ % (mesurée : $T_{PC} = 99.65 \pm 0.05\,\%$)

Les miroirs proviennent de la compagnie *Layertec*. Les valeurs données sont les valeurs spécifiées par la compagnie ; les valeurs réelles sont généralement meilleures. En raison de leur faible transmission, les cubes séparateurs de polarisations ont des transmissions généralement faibles : 99 % au mieux. Il était donc impensable d'utiliser un cube. A la place, nous utilisons un « thin film polarizer » où les polarisations sont séparées par un traitement diélectrique sur un des côtés d'une lame de verre. De tels optiques permettent d'atteindre de hautes réflexions pour la polarisations s. En revanche, leur pouvoir séparateur est moins bon que les cubes lorsque l'on passe à travers l'optique, l'angle d'incidence sur le traitement n'étant plus à 45 °. Cependant, la valeur qui est critique dans notre cas n'est pas la transmission de la polarisation p, qui n'arrive que deux fois, mais la réflexion de la polarisation s (lorsqu'on ne traverse pas la lame).

Les pertes totales théoriques après un tour de cavité sont de $p_{QMC} = 99.4\,\%$. Idéalement, de telles pertes donneraient un temps de vie de la cavité de 167 tours , soit $\tau_{QMC} = 2.2\,\mu s$. Cette valeur nous donne donc une barre supérieure sur le temps de stockage que l'on peut espérer obtenir.

### Alignement de la cellule

Comme nous l'avons expliqué dans la section concernant les contraintes de la mémoire, l'alignement de la cellule de Pockels est déterminant pour pouvoir stocker correctement nos photons. Pour tourner la polarisation de 90 °, les axes neutres doivent être exactement à 45 ° des polarisations horizontale et verticale.

Habituellement, la méthode utilisée pour orienter correctement le cristal consiste à faire tourner la polarisation avant la cellule à l'aide d'une lame demi-onde, ce qui permet un alignement simple sans avoir à faire tourner la cellule. Une deuxième lame demi-onde, placées en sortie de cellule, permet de tourner la polarisation selon la direction souhaitée.

Cependant, les pertes liées aux transmissions des lames demi-ondes ne sont pas acceptables. Même de fortes transmissions de 99.5 % reviendraient à tripler nos pertes et diviser par trois le temps de vie de la cavité.

Pour s'abstenir des lames demi-ondes, nous devons donc être capables de tourner la cellule. En raison de la rapidité de l'électronique, le driver où est installée la cellule est particulièrement encombrant. L'atelier mécanique de l'institut nous a donc construit une monture nous permettant de la faire tourner autour de l'axe de la cellule. Une photo de la monture avec le driver peut être trouvée dans la figure 7.12.

### Note sur la phase de la cavité

Pour le moment, nous voulons stocker uniquement des photons uniques. Ces derniers ne possédant pas de phase, nous n'avons pas besoin de verrouiller la phase de la cavité, ce qui nous évite la pénible mise en œuvre d'un système d'asservissement.

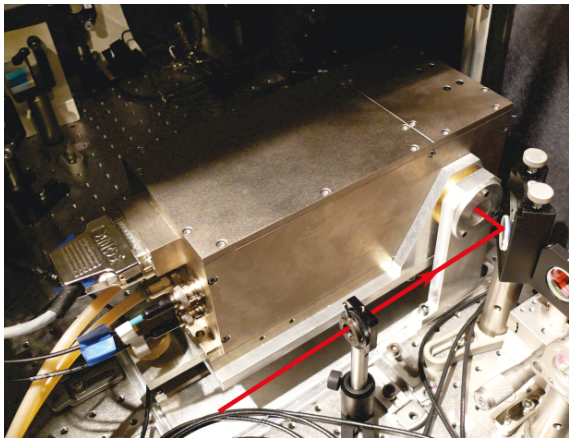


FIGURE 7.12 – Photo du driver et de sa monture. Le faisceau représenté en rouge passe à travers la cellule de Pockels à l'intérieur du driver. La monture permet de faire tourner la cellule autour de l'axe du faisceau.

### 7.4.3 Qualité des états de Fock

**Qualité des états attendus**

Avant de stocker des photons, il nous faut une fois de plus étudier la qualité des photons uniques. Si l'amélioration de la résolution de notre filtrage spectral laisse espérer une amélioration de la qualité des photons, la ligne à retard amène des pertes. Cependant, les coefficients de réflexions des optiques étant très bons ($R > 99.99\,\%$), les pertes optiques ne devraient pas nous limiter. Les 32 réflexions de la ligne conduisent à une transmission finale $T$ de : $T = (R_m)^{32} > 99.6\,\%$, ce qui reste faible.

Afin de maximiser la transmission du PBS de la cavité, le traitement antireflet de l'arrière du « thin film polarizer » est optimisé pour la transmission de la polarisation p. Les états mesurés font donc un tour de cavités et sont transmis deux fois par le PBS.

**Taux d'analyse**

Le grand changement de cette configuration est le taux d'analyse. Dans le chapitre précédent, nous devions réduire le taux de répétition de l'oscillateur local à 1 MHz afin de ne pas saturer les détecteurs, diminuant le taux d'analyse d'un facteur 76. Grâce à la ligne à retard, nous pouvons maintenant relâcher le pulse de l'oscillateur local uniquement lorsque nous détectons la présence d'un photon.

Ainsi, les seuls photons perdus sont ceux produits pendant le temps mort lié à la lenteur de nos détecteurs. Mais comme la bande passante de la détection homodyne et de la carte (quelques MHz) est grande devant le taux d'annonce de nos photons ($\sim 250\,\mathrm{kHz}$), cela ne réduit notre taux d'analyse que de quelques dizaines de kHz.

**Les photons uniques**

Comme nous déclenchons la carte d'acquisition lorsque nous détectons la présence d'un photon, cette dernière n'a plus d'horloge, cela nous empêche de connaître avec précision le taux d'analyse, ainsi que le taux de comptage de nos photons. Cependant, un fréquencemètre nous permet d'obtenir une valeur moyenne. Cette

dernière est d'environ 200 kHz.

Comme dans les chapitres précédents, la distribution, les éléments diagonaux de la matrice densité ainsi que les fonctions de Wigner avec et sans correction sont représentés sur la figure 7.13. Une fois de plus nous avons réussi à améliorer la qualité de nos photons en atteignant une fidélité de $91 \pm 4\,\%$ avec correction des pertes et 69 % sans correction.

Les paramètres $\delta$ et $\sigma$ ainsi que les caractéristiques du photons sont résumés dans la table 7.1, avec les paramètres des anciens résultats.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Expérience | $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_c$ ($\mathcal{N}_{nc}$) | $f_{prod}$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| Chat (chap 5) | 1.02 | 1.28 | -0.18±0.02 (-0.08) | 1 kHz | 0.77 | 63 % | 78 % |
| Cavité (chap 6) | 1.02 | 1.38 | -0.25±0.03 (-0.12) | 240 kHz | 0.74 – 0.77 | 68 % | 88 % |
| QMC | 1.01 | 1.42 | -0.26±0.00 (-0.12) | ∼200 kHz | 0.74 – 0.77 | 69 % | 91 % |
| Paramètres des états à deux photons | | | | | | | |
| 2006 (Ourjoumtsev et al., 2006a) | 1.14 | 1.21 | -0.03±0.02 (-0.01) | 15 Hz | 0.7 | ✗ | 53% |
| Cavité (chap 6) | 1.00 | 1.32 | -0.09±0.02 (-0.02) | 800 Hz | 0.74 – 0.77 | 48 % | 82 % |
| QMC | 1.03 | 1.40 | -0.1±0.02 (-0.02) | ∼ 250 Hz | 0.74 – 0.77 | 50 % | 88 % |

TABLE 7.1 – Résumé des paramètres de la génération des états obtenus avec la ligne à retard et les cavités. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction. Les valeurs présentées dans les chapitres 5 et 6 sont rappelées à titre de comparaison.

### État de Fock à deux photons

Il nous faut maintenant regarder la qualité des états de Fock à deux photons. Le déclenchement de la cellule de Pockels ne nous permet pas de différencier les états à un et deux photons. Pour cela nous devons envoyer le signal des APDs sur la carte d'acquisition. Une telle opération rend les états à deux photons difficiles à différencier. Pour cette raison, le taux d'analyse des états à deux photons est réduit. Il reste tout de même de 250 Hz environ.

De la même façon que pour le photon unique, les caractéristiques des états à deux photons sont résumées dans la table 7.1 et la figure 7.13. Nous avons là aussi réussi à améliorer la qualité de nos états. Une fidélité de $88 \pm 6\,\%$, a été atteinte avec correction des pertes, et 50 % sans.

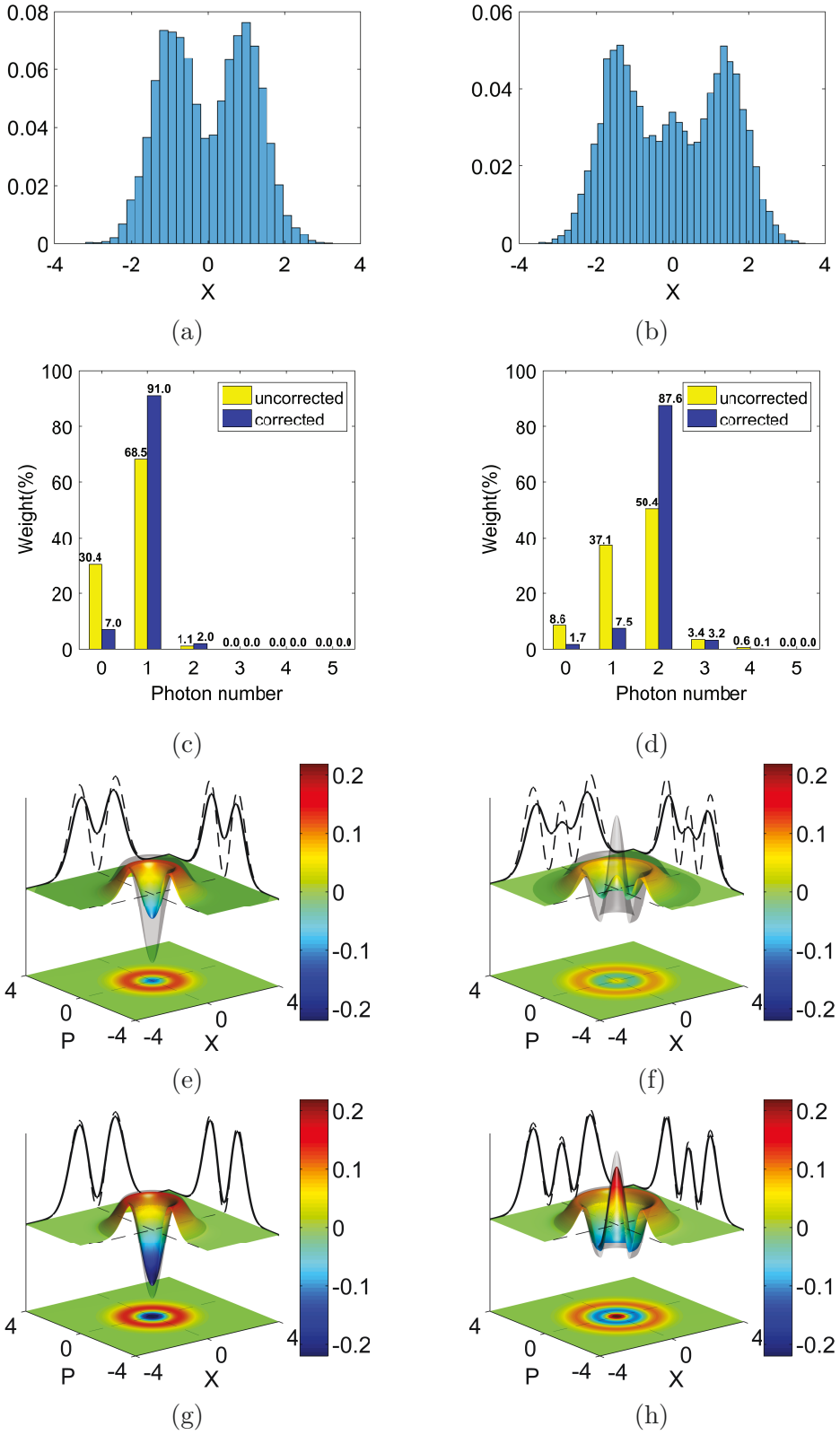



FIGURE 7.13 – Caractérisations des photons uniques (gauche) et des états de Fock à deux photons (droite). (a)-(b) distributions des mesures homodynes ; (c)-(d) : éléments diagonaux des matrices densités ; (e)-(f) : fonctions de Wigner non corrigées des pertes ; (g)-(h) : fonctions de Wigner corrigées des pertes. Les nappes sombres représentent les états théoriques attendus.

**Discussion**

Si le fait de voir s'améliorer la qualité des états petit à petit peut sembler redondant, il est important de comprendre que ces valeurs sont absolument déterminantes si l'on veut réaliser des états plus complexes. Le moindre pourcentage est important. Ceci est encore plus vrai lorsqu'une mesure homodyne fait partie d'un protocole de génération, comme dans le cas du *breeding*.

Dans cette section, une étape importante a été franchie. En effet, les fidélités des états que nous produisons sont à peu près aussi élevées que celles des expériences utilisant des lasers continus. Si la correction des pertes de détections d'environ 24 % reste malheureusement élevée, il ne fait aucun doute que l'amélioration de notre contraste ainsi que de l'efficacité quantique de nos photodiodes nous permettront d'atteindre de meilleures fidélités sans correction des pertes. Avant nos améliorations, les meilleures fidélités de photons étaient limitées à 77 % (Etesse et al., 2015), alors qu'elle est de 93 % pour des lasers continus (Jeannic et al., 2016).

## 7.5 Stockage d'états de Fock

### 7.5.1 Stockage de photons uniques

Maintenant que nous avons des états de bonne qualité, nous pouvons passer au stockage. Le déroulement de l'expérience est le suivant : une fois que la création d'une paire de photons est détectée, nous appliquons une tension à la cellule de la cavité pendant environ 14 ns pour tourner la polarisation du photon qui se retrouve alors coincé dans la mémoire. Lorsque l'on souhaite extraire le photon, nous appliquons de nouveau la tension à la cellule de la cavité, mais aussi à celle de l'oscillateur local afin de pouvoir réaliser notre tomographie.

Nous avons ainsi réalisé la tomographie des photons pour différents temps de stockages (i.e. pour différents nombres de tours de stockages). Pour chaque temps, nous avons acquis 50 000 points. La tomographie a été réalisée avec et sans correction des pertes. Comme dans le chapitre précédent, en raison de notre forte incertitude sur nos pertes $\eta_{DH}$, les barres d'erreurs des fidélités sont estimées en effectuant une tomographie en corrigeant des pertes de valeurs : $\eta_{DH} \pm 3\,\%$.

La figure 7.14 représente la qualité des photons uniques en fonction du nombre de tours passés dans la cavité, avec et sans correction des pertes. L'expression de la fidélité des photons uniques en fonction du nombre de tours N (ou du temps t) passés dans la cavité peut s'écrire de la forme suivante :

$$F = F_0 e^{-\frac{N}{N_{QMC}}} = F_0 e^{-\frac{t}{\tau_{QMC}}} \tag{7.3}$$

où $F_0$ est la fidélité de l'état après 0 tour de stockage, $N_{QMC}$ et $\tau_{QMC}$ donnent le temps de vie de la cavité en tours et en secondes.

Un fit nous permet de déterminer le temps de vie de notre cavité qui est : $\tau_{QMC} = 1.44 \pm 0.01\,\mu s$ (111 tours). Comme nous l'avons vu précédemment, la négativité de la fonction de Wigner est un critère essentiel qui permet de prouver la non-classité de nos états. Après correction des pertes, la fonction de Wigner des photons reste négative jusqu'à 59 tours, soit ∼770 ns. Les paramètres de la mémoire avec et sans correction des pertes sont résumés dans la table 7.2 en fin de chapitre.

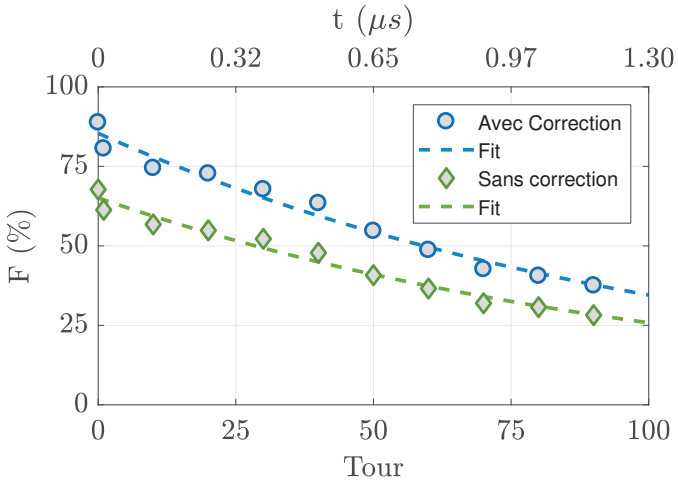
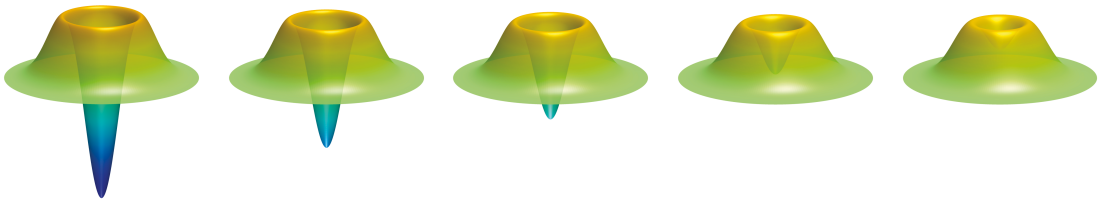



FIGURE 7.14 – Fidélités des photons uniques en fonction du nombre de tours de stockage.



(a) 0 tour (0 ns) (b) 20 tours (0.26 µs) (c) 40 tours (0.52 µs) (d) 60 tours (0.78 µs) (e) 80 tours (1.04 µs)

FIGURE 7.15 – Fonctions de Wigner (corrigées des pertes) des photons uniques pour différents tours de stockages.

Les fonction de Wigner de la figure 7.18 nous montrent les effets des pertes en fonction du nombre de tours de cavité réalisés par les photons dans la cavité. L'état se rapproche peu à peu d'un état vide quantique.

**Observations**

Ces résultats nous indiquent deux caractéristiques qui limitent le temps de vie de la mémoire :

- **oscillations de mode :** elles peuvent être observées directement sur la figure 7.14. On remarque que la fidélité oscille autour du fit, cela nous indique que le mode spatial du photon unique n'est pas identique à celui de la cavité. La présence des oscillations montre cependant qu'il reste confiné dans la mémoire. De plus, la période relativement grande de ces oscillations nous indique que nous sommes proches du mode de la cavité. Lors des premières mesures, les oscillations avaient une période d'une dizaine de tours seulement, témoins d'un mauvais « mode matching » que nous avons optimisé.

- **étalement temporel** : sur la figure 7.16, nous faisons varier le temps d'arrivée de l'oscillateur local sur la détection homodyne, pour des photons ayant parcouru 1 tour et 50 tours de cavité. La qualité des photons ayant parcouru

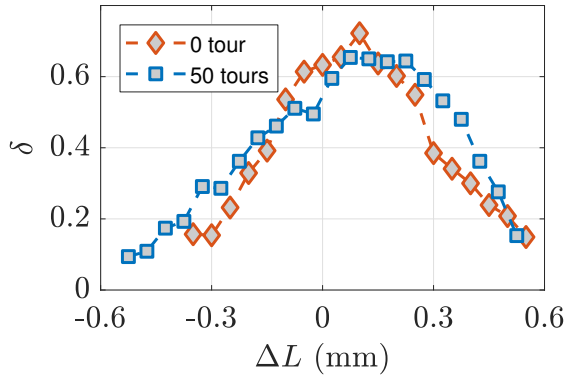



FIGURE 7.16 – Qualité des photons en fonction du décalage temporel de l'oscillateur local avec (50 tours) et sans stockage. La qualité du photon sans stockage a été volontairement dégradée (au niveau du filtrage spatial) pour la mesure afin que les $\delta$ soient comparables.

50 tours diminue moins rapidement que celle des photons ayant parcouru un seul tour. On observe donc un étalement temporel des photons. Cet étalement peut avoir deux origines différentes : la GVD de la cavité ou l'apparition d'un *jitter* sur le temps d'arrivée du photon donné par les fluctuations de longueur de la cavité.

Pour ce qui est de la GVD, elle est estimé à $4(\pm 1).10^{-3}\text{ps}^2$ par tour conduisant à un allongement relatif du pulse d'environ $3 \pm 1\,\%$ après 50 tours, ce qui reste faible. Elle peut cependant être facilement compensée par l'utilisation de miroir *chirpés* au seins de la cavité. Concernant les problèmes liés au *jitter* du temps d'arrivé du photon, l'asservissement de la phase de la cavité nous permettrait de nous en affranchir.

**Conséquences**

L'objectif de cette mémoire est de stocker un photon jusqu'à ce qu'un deuxième arrive, ceci nous permet non seulement de les synchroniser, mais surtout de produire des états contenant plusieurs photons. Il serait ainsi possible de produire les états chats de Schrödinger.

Maintenant que nous connaissons le nombre de tours de stockage, il est intéressant de connaître le taux de production d'états chats que nous pouvons espérer obtenir. Pour obtenir ces états, il nous suffit d'attendre l'arrivée d'un deuxième photon. Bien entendu, en raison de notre temps de vie, nous ne pouvons pas faire attendre indéfiniment le premier photon dans la cavité ; la qualité des états serait trop faible. Nous posons donc un nombre de tours maximum $N_{max}$ que peut passer le photon avant l'arrivée du deuxième. Si le deuxième photon n'est pas arrivé après ce nombre de tours, il nous faut alors abandonner le photon stocké et recommencer.

Le nombre de tours de stockage autorisé est fixé à $N_{max} = 59$ tours, ce qui correspond au moment où notre état n'a plus une fonction de Wigner négative. La bande passante de la cellule de Pockels de 10 MHz nous empêche de libérer le photon stocké pendant $N_{min} = 8$ tours. Nous disposons donc d'une plage de $N_c = 51$ tours pour attendre l'arrivée d'un deuxième photon. La probabilité d'annonce d'un deuxième photon sur cette plage $p_{suc}$ est :

$$p_{suc} = 1 - \left(1 - p_{|1\rangle}\right)^{N_c} = 14\,\% \tag{7.4}$$

où $p_{|1\rangle}$ est la probabilité qu'une des deux APDs nous indique la présence d'un photon. Cette dernière est déterminée à partir du taux de production des photons uniques $f_{|1\rangle}$ et du taux de répétition du laser $f_{rep}$ : $p_{|1\rangle} = \frac{f_{|1\rangle}}{f_{rep}} \simeq 3.10^{-3}$. Ainsi, lorsque l'on stocke un photon, nous avons 14 % de chance de pouvoir réaliser le protocole de breeding.

Nous pouvons en déduire le taux de succès de la synchronisation qui est de 25 kHz. Si l'on ajoute le taux de succès du protocole de breeding de 15 %, on obtient ainsi un taux de production de chats de Schrödinger d'environ 4 kHz. Une telle valeur correspond à une amélioration du taux de production de notre expérience de plus de 4 ordres de grandeurs, et de plus de 1 ordre de grandeur par rapport aux meilleurs taux obtenus (Huang et al., 2015).

En revanche, l'ajout d'un autre photon à notre état chat diminuerait nettement le taux de production ($\sim$ 70 Hz). Malgré tout, cela correspond à un taux de production 400 fois plus élevé que celui des chats produits dans le chapitre 5.

**Amélioration de l'efficacité de détection.** La formule 7.4 montre que notre taux de succès dépend de $N_c$, mais aussi de $p_{|1\rangle}$. S'il semble compliqué d'augmenter sensiblement le temps de vie de notre cavité, nos faibles efficacités de détections ($5 - 10\,\%$) peuvent facilement être améliorées. Une amélioration raisonnable d'un facteur 5 nous permettrait d'atteindre un taux de production d'environ 1 MHz, nous donnant $p_{suc} \simeq 50\,\%$ soit à un taux de 300 kHz !

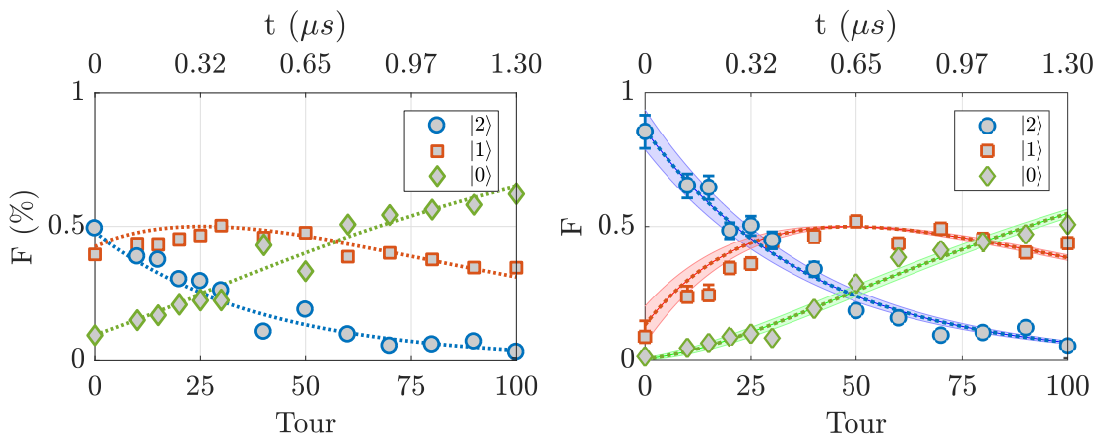
### 7.5.2 Stockage d'état de Fock à deux photons

Une fois que nous avons stocké des photons uniques, nous pouvons passer à des états plus complexes. Comme nous l'avons expliqué au début du chapitre : en tournant la polarisation de 45 ° plutôt que de 90 °, il devient possible de créer des états intriqués. Cependant les états ainsi obtenus ne sont plus des invariants de phase. Comme notre phase n'est pas asservie, nous proposons plutôt d'étudier le stockage d'un autre invariant de phase que l'on peut produire facilement : l'état de Fock à deux photons.

#### Séquence de mesure

Le déroulement de l'expérience est identique à celui de la précédente. Le seul changement apporté est au niveau de l'électronique : chaque cellule de Pockels est déclenchée par une seule des deux APDs. Elles fonctionnent donc de manière indépendantes. La carte d'acquisition est déclenchée par un signal synchronisé avec la cellule de Pockels de l'oscillateur local. Un signal synchronisé avec la deuxième cellule est envoyé sur une des voies d'entrée de la carte annonçant le stockage d'un état dans la mémoire.

Pour résumer : une des APDs déclenche le stockage d'un état et la deuxième la mesure homodyne. Lorsque les deux APDs annoncent la présence d'une paire de photons, nous avons donc un état à deux photons qui est stocké (première APD), extrait et enfin mesuré (deuxième APD). L'avantage de cette méthode est que les




(a) Non corrigé (b) Corrigé

FIGURE 7.17 – Contributions des états diagonaux en fonction du nombre de tours de stockage avec et sans correction des pertes de détections ($23-26\,\%$). Les courbes en pointillés représentent les valeurs obtenues grâce à l'estimation des deltas. Les voiles colorés représentent les barres d'erreurs.

changements apportés à l'expérience sont minimes. De plus, nous n'avons pas besoin de rajouter de délai supplémentaire sur les signaux électriques, nous évitant de reprendre les synchronisations des signaux des différentes cellules.

**Résultats**

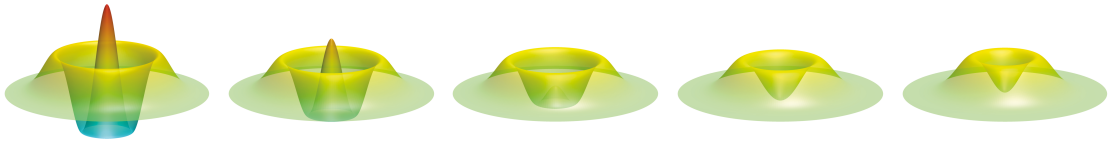
Le taux de comptage des évènements à deux photons est d'environ 250 Hz. Tout comme dans les chapitres précédents, afin de reconstruire la fonction de Wigner, 10 000 points ont été acquis après différents temps de stockages. Les mesures de quadratures ont été effectuées pour des stockages de 0 à 100 tours (0 à ∼1.3 µs) par pas de 10 tours. Pour plus de clarté, les résultats corrigés et non corrigés des pertes sont représentés sur deux figures différentes : figure 7.17(a) et (b).

Pour chaque graphique, nous avons représenté l'évolution de trois valeurs :

- le pourcentage de 2 photons contenues dans l'état, correspondant à la fidélité,
- le pourcentage de photon unique,
- la composante du vide de notre état.

Les temps de vies obtenus grâce aux fidélités (entre les mesures et un état de Fock à deux photons parfaits) et la formule 7.3 sont de 39±1 tours ($0.51 \pm 0.01$ µs) avec et sans correction. Ces temps de vies sont bien plus faibles que ceux obtenus pour les photons uniques (111 tours soit ∼1.44 µs). Cependant, comme l'action de pertes p sur un état de Fock à deux photons dégrade beaucoup plus la fidélité que lorsqu'il s'agit d'un photon unique, ces résultats étaient prévisibles.

Les *fits* des figures 7.17(a) et (b) ne sont pas obtenus à partir de la formule 7.3. En effet, cette méthode ne nous permet pas de déterminer avec précision le moment où la fonction de Wigner de notre état devient négative. Pour cela, nous avons développé une autre méthode permettant d'estimer la négativité de la fonction de Wigner en fonction du nombre de tours.



(a) 0 tour (0 ns) (b) 15 tours (0.20 µs) (c) 30 tours (0.39 µs) (d) 50 tours (0.65 µs) (e) 70 tours (0.91 µs)

FIGURE 7.18 – Fonctions de Wigner (corrigées des pertes) des états de Fock à deux photons pour différents tours de stockages.

**Estimation de la négativité**

Comme ont peut le voir, le pourcentage de photons uniques augmente rapidement et reste stable. Ceci est dû à la compétition entre les pertes de l'état à deux photons qui vient « nourrir » la partie à un photon de l'état stocké et les pertes qui agissent sur le photon unique. La fidélité de notre état, n'est donc pas un bon indicateur de notre temps de stockage.

Nous proposons donc d'étudier un autre critère plus révélateur du temps de vie de notre état. Ce critère est le même que celui utilisé pour déterminer le temps de stockage maximal pour le photon unique : la négativité de la fonction de Wigner. Pour cela, nos avons utilisé les paramètre $\delta$ et $\sigma$ de la distribution.

Comme il a été démontré dans la thèse d'un de mes prédécesseurs (Ourjoumtsev, 2007), à partir de la valeur de $\delta$ déterminée par maximum de vraisemblances avec les données brutes, il est facile de remonter la valeur de delta avant la détection homodyne, c'est à dire sans les pertes $\delta_c$ :

$$\delta_c = \frac{\delta}{1 - p_{DH}} \tag{7.5}$$

où $p_{DH}$ sont les pertes de la détection homodyne. Ce résultat est toujours valable pour les pertes optiques de la cavité. Ainsi, on peut facilement estimer $\delta$ et $\delta_c$ en fonction du nombre de tours parcouru dans la cavité. Cela nous permettra dans un premiers temps de remonter aux pertes par tour de la cavité.

L'évolution des deltas est représentée sur la figure 7.19 avec et sans corrections des pertes. Les pertes par tour estimées sont 1.3±0.1 %, ce qui est légèrement moins bon que nos estimations. Pour un état de Fock à deux photons, on peut montrer (Ourjoumtsev, 2007) que les éléments diagonaux de la matrice densité (noté $\rho_2$) peuvent s'exprimer en fonction des paramètres $\delta$ et $\sigma$ comme suit :

$$\langle 0| \hat{\rho}_2 |0\rangle = \frac{2}{(\sigma^2+1)^3}\left[(1-\delta)\sigma^2+1\right]^2 \tag{7.6a}$$

$$\langle 1| \hat{\rho}_2 |1\rangle = \frac{2}{(\sigma^2+1)^4}\left[\sigma^4(1-\delta)+5\delta\sigma-1\right]\left[(1-\delta)\sigma^2+1\right] \tag{7.6b}$$

$$\langle 2| \hat{\rho}_2 |2\rangle = \frac{2}{(\sigma^2+1)^5}\left[\left(\sigma^4(1-\delta)+5\sigma^2\delta-1\right)^2-12\delta^2\sigma^4\right] \tag{7.6c}$$

Les valeurs de $\sigma$ calculées sont à peu près constantes et $\sim 1$. Nous pouvons donc

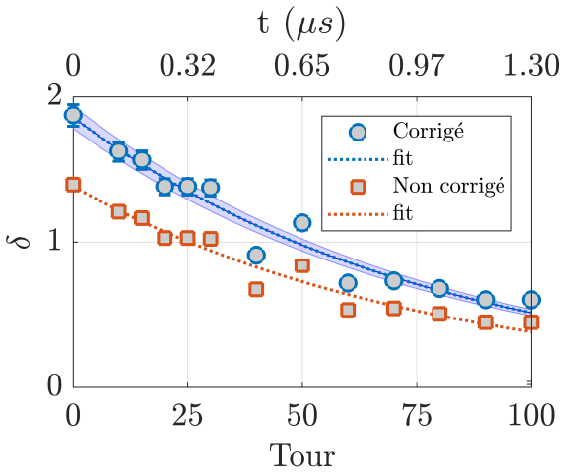



FIGURE 7.19 – Affichage des deltas et des estimations réalisées avec et sans correction des pertes.

poser $\sigma = 1$, ce qui nous permet de simplifier les équations comme suit [2] :

$$\langle 0| \hat{\rho}_2 |0\rangle = \frac{(2-\delta)^2}{4} \tag{7.7a}$$

$$\langle 1| \hat{\rho}_2 |1\rangle = \frac{\delta(2-\delta)}{2} \tag{7.7b}$$

$$\langle 2| \hat{\rho}_2 |2\rangle = \frac{\delta^2}{4} \tag{7.7c}$$

Ainsi, il nous est maintenant possible d'estimer la matrice densité de notre état à partir du fit réalisé sur $\delta$. Ce sont ces courbes qui sont représentées en pointillés sur la figure 7.17. Comme on peut le voir, les courbes sont très proches des points expérimentaux. A partir de ces valeurs, nous pouvons estimer la négativité en fonction du nombre de tours passés dans la cavité ainsi que les fonctions de Wigner de l'état [3].

Les valeurs de la négativité obtenues après reconstruction de la fonction de Wigner à partir des points expérimentaux ainsi que celle obtenues par notre estimation sont représentées sur la figure 7.20. Notre estimation nous permet d'avoir une valeur beaucoup plus précise qu'avec les points expérimentaux. Ainsi, la fonction de Wigner de notre état de Fock est négative jusqu'à 26 tours sans correction des pertes et 49±1 tours avec correction, correspondant à des temps de stockage de 0.4 µs et 0.64±0.02 µs respectivement.

### Implications

Jusqu'ici, les états stockés grâce à des mémoires quantiques sont généralement des photons uniques (Chanelière et al., 2005; Yoshikawa et al., 2013), des états cohérents (Hedges et al., 2010) de faibles amplitudes ou des états comprimés (Jensen et al., 2010).

2. Cette simplification n'est pas nécessaire pour pouvoir réaliser les estimations voulues. Cependant, comme elle n'influence pas les résultats, elle a été faite pour des raisons de commodités.

3. Les fonctions de Wigner de l'en tête proviennent de cette estimation

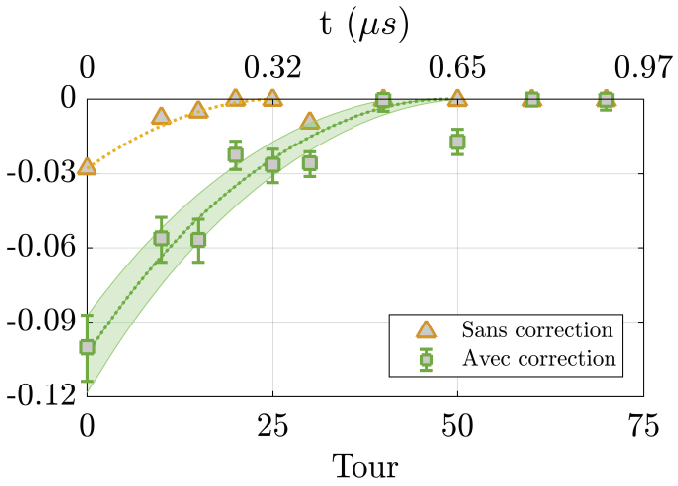



FIGURE 7.20 – Négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes de détections (23 – 26 %). Les courbes en pointillés représentent les valeurs obtenues grâce à l'estimation des deltas. Les voiles colorés représentent les barres d'erreurs lorsqu'elles sont significatives.

Le stockage de notre état est, à notre connaissance, la première démonstration expérimentale du stockage d'un état non gaussien contenant plus de 1 photon. Une telle expérience constitue donc le franchissement d'une étape supplémentaire importante vers le contrôle d'états complexes de la lumière.

**Remarques**

- La présence de négativité n'indique pas que nous avons toujours un état de Fock à deux photons. Par exemple, après 45 tours passés dans la cavité, l'état stocké est toujours négatif, mais sa fidélité avec un état de Fock à deux photons idéal est de seulement 28 %. Il n'est donc pas approprié de dire que notre état contient toujours deux photons. Cependant, la négativité de notre état nous garantit sa « non-classité » et nous indique qu'il peut toujours être utilisé.

- Afin de modéliser les pertes liées à notre cavité, une autre méthode aurait pu être utilisée. Pour une matrice densité de départ $\hat{\rho}_{in}$, il est possible de déterminer la matrice densité de cet état après qu'il ait subit des pertes optiques. En posant $p$ les pertes optiques après un tour de cavité, nous obtenons la matrice densité de sortie $\hat{\rho}_{out}$ suivante après un tour de stockage (Kiss et al., 1995) :

$$\langle n| \hat{\rho}_{out} |m\rangle = p^{\frac{n+m}{4}} \sum_{i=0}^{\infty} \sqrt{\binom{n+i}{n}\binom{m+i}{m}} (1-\sqrt{p})^i \langle n+i| \hat{\rho}_{in} |m+i\rangle \quad (7.8)$$

En appliquant successivement cette formule, il est possible de déterminer la matrice densité de notre état en fonction du nombre de tour de stockage. Cependant, comme le nombre de variables est plus grand, cette méthode est plus compliquée à mettre en œuvre.

## 7.6 Conclusion

| | Sans correction | | Avec correction | |
|---|---|---|---|---|
| Etat stocké | Temps de vie | Négativité | Temps de vie | Négativité |
| $\|1\rangle$ | 108 tours (1.41 µs) | 29 tours (0.37 µs) | 111 tours (1.44 µs) | 59 tours (0.77 µs) |
| $\|2\rangle$ | 39 tours (0.51 µs) | ∼15 tours (0.2 µs) | 39 tours (0.51 µs) | ∼50 tours (0.65 µs) |

Table 7.2 – Rappel des paramètres de la mémoire quantique pour le stockage de photons uniques et des états de Fock à deux photons.

Dans ce chapitre, nous avons d'abord étudié quelques améliorations apportées à l'expérience qui ont permis d'améliorer la qualité du filtrage spectral ainsi que la stabilité de l'expérience. Grâce à ses améliorations et la construction d'une ligne à retard, nous avons réussi à obtenir des photons uniques avec une fidélité de 91 % pour des taux de production (et d'analyse) d'environ 200 kHz. De même, nous avons mesuré des états de Fock à deux photons avec une fidélité de 88 %, ce qui est à notre connaissance la plus haute fidélité atteinte pour de tels états.

Ensuite, nous avons vu la mise en place d'une mémoire quantique. Cette mémoire possède un temps de vie de $1.44 \pm 0.01$ µs, nous permettant d'obtenir des photons uniques encore négatifs après 59 tours de cavité. Nous avons aussi stocké des états de Fock à deux photons dont la fonction de Wigner est négative jusqu'à 50 tours de cavité, démontrant la capacité de notre mémoire à stocker des états plus complexes. Les paramètres de stockage des états de Fock sont résumés dans la table 7.2.

De telles valeurs nous permettraient de synchroniser deux photons uniques produits par la même source à des instants différents, avec un taux de succès de 14 %, conduisant à un taux de production d'états Hong-Ou-Mandel ($\frac{1}{\sqrt{2}}(|2,0\rangle + |0,2\rangle)$) d'environ 25 kHz.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Au cours de ce manuscrit, nous avons étudié la génération d'états non classiques de la lumière. En s'appuyant sur le protocole de *breeding* (Etesse et al., 2014), nous avons produit des états quantiques fidèles à 60 % à des états chats de Schrödinger optiques d'amplitude $\alpha = 1.63$ comprimé d'un facteur s=1.52 selon l'axe des x. Nous avons aussi montré la possibilité de produire des superpositions arbitraires du vide et d'un état à deux photons.

La génération de ces états repose sur la production simultanée de deux paires de photons uniques par génération paramétrique spontanée. Le caractère aléatoire de ces sources et nos faibles taux de productions de photons (1 kHz) ont conduit à des taux de productions inférieurs au hertz. Avec de tels taux, l'utilisation des états obtenus n'était pas envisageable, que ce soit pour faire grossir l'amplitude de nos états ou réaliser des protocoles d'information quantique.

Pour nous affranchir de ces problèmes, nous avons procédé en deux étapes :

- Tout d'abord, nous avons augmenté le taux de répétition du laser. Afin de compenser les pertes d'énergie, une cavité de doublage de fréquence a été construite permettant d'atteindre des efficacités de doublage de 71 %. Ensuite, une deuxième cavité permettant d'atteindre des puissances crêtes 10 fois supérieures (44 kW) à l'expérience précédente a été installée.

  Grâce à ces cavités, nous avons produit des photons uniques avec une fidélité de 88 % pour un taux de production de 240 kHz. Les puissances résonantes étant beaucoup plus importantes, nous avons pu produire des états de Fock à deux photons avec une fidélité de 82 % à 800 Hz.

- La deuxième étape concerne la génération aléatoire des états de Fock. Pour cela, une mémoire quantique a été développée. Cette dernière consiste à stocker un état dans une cavité dont la longueur est synchronisée avec le taux de répétition du laser. L'état quantique est stocké et extrait par un changement de polarisation via la cellule de Pockels. Nous avons démontré un temps de vie de $1.44 \pm 0.01$ µs pour le stockage de photons uniques, ces derniers étant négatifs jusqu'à 59 tours de cavité, soit ∼770 ns de stockage.

  En prenant en compte le temps de stockage et le taux d'annonce des photons, la probabilité qu'un photon stocké puisse être synchronisé avec un autre est de 14 %, donnant un taux de succès d'environ 28 kHz.

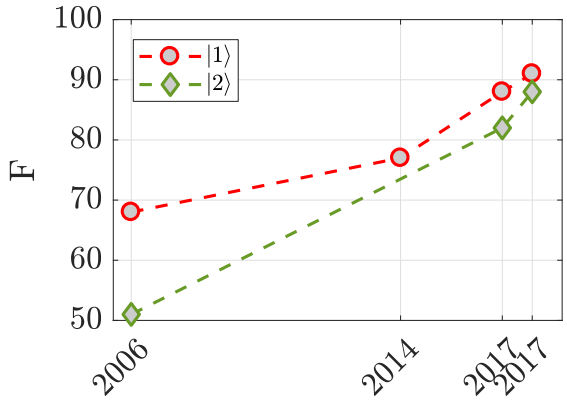



FIGURE 7.21 – Amélioration de la qualité des photons uniques sur l'expérience. 2006 : (Ourjoumtsev et al., 2006a), 2014 : (Etesse et al., 2015).

> Nous avons ensuite réalisé le premier stockage d'un état non gaussien de la lumière en espace libre en stockant un état de Fock à deux photons. Ce dernier possède une fonction de Wigner négative après 40 tours de stockage, soit 520 ns.

Comme il s'agit de la première brique d'une grande partie des protocoles d'ingénieries quantiques, la qualité des états de Fock produits est déterminantes. Comme nous avons pu le voir au cours de ce manuscrit, la majeure partie de cette thèse a consisté à améliorer la qualité des photons petit à petit. Il me faut donc terminer ce manuscrit par une figure rendant hommage à ce travail, ceci est fait sur la figure 7.21 qui représente l'évolution de la qualité des photons de l'expérience en fonction du temps. Les diverses améliorations apportées à l'expérience ont permis d'accroître successivement la qualité de nos états, atteignant $88 \pm 6\,\%$ pour les deux photons et $91 \pm 4\,\%$ pour les photons uniques. Bien entendu, de telles valeurs n'auraient pu être atteintes sans le travail de mes nombreux prédécesseurs (Blandino, 2013; Etesse, 2014; Ferreyrol, 2011; Ourjoumtsev, 2007; Wenger, 2004).

# Perspectives

### Production d'états chats de Schrödinger

Après le stockage d'états de Fock, l'étape suivante consiste à produire des états chats de Schrödinger à l'aide de la cavité. En se fixant une limite sur le temps de stockage de 59 tours, correspondant aux moment où la fonction de Wigner du photon stockée devient positive, le taux de succès de la production des états chats de Schrödinger sera d'environ 4 kHz.

Cependant, afin de pouvoir caractériser les états produits, il faut pouvoir contrôler ou mesurer la phase de la cavité. En effet, si les états de Fock sont des invariants de phases, les états chats ne le sont pas.

Pour cela, plusieurs solutions sont possibles.

- la première solution est passive : il s'agit de venir mesurer la phase entre les états, sans avoir à l'asservir. Pour cela, on peut utiliser des états cohérents de faibles amplitudes que l'on envoie dans la cavité après la génération d'un

état chat. Ces états cohérents peuvent être obtenus en prélevant une partie du faisceau laser. On peut ensuite contrôler l'envoi des états dans la mémoire par une cellule de Pockels.

Il est aussi possible de mesurer la phase en utilisant les photons uniques produits par le cristal de $BiB_3O_6$ pour produire des états NOON à un photon : $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1,0\rangle + |0,1\rangle)$. Ces états ont aussi une phase ; leurs mesures homodynes peuvent donc nous permettre de remonter rapidement à la phase. Cependant, il faut pour cela acquérir un certain nombre de points pour pouvoir faire des statistiques. Les premiers tests montrent que le taux de production des photons uniques est encore trop faible.

- Une autre solution est de verrouiller la phase de la cavité avec un laser de longueur d'onde différente. Afin de pouvoir réaliser un tel asservissement, nous avons besoin d'un laser stable par rapport à notre laser. Un tel système implique l'utilisation d'un laser accordable ainsi que d'une cavité de synchronisation pour pouvoir asservir la longueur d'onde du laser d'asservissement sur celui du laser pulsé.

  Une méthode moins pérenne mais aussi moins coûteuse peut être de diminuer les fluctuations de phases avec un laser continu non asservi sur le laser « maître » . Un des systèmes de mesure de phases proposé ci-dessus permettrait de mesurer la phase sur des échelles de temps courtes devant les fluctuations de phases. Les fluctuations de phases seront plus lentes et donc faciles à mesurer. En revanche, la phase ne sera pas contrôlable, forçant l'expérimentateur à attendre que les fluctuations de phases entre les deux lasers permettent de faire une tomographie complète.

### Amélioration des systèmes de détections

- Comme nous l'avons vu dans le dernier chapitre, la probabilité d'obtenir un deuxième photon pendant qu'un premier photon est stocké dépend fortement du taux d'annonce de la création d'une paire de photons.

  Les efficacités de détections sont très faibles (5-10 %), limitant notre taux de succès à 14 %. Il est donc crucial d'augmenter ces efficacités. L'utilisation de détecteur supraconducteur (Jeannic et al., 2016; Marsili et al., 2013), de plus en plus populaire, permettrait d'augmenter notre efficacité d'un facteur 2 environ. Mais ce n'est pas là que réside la plus grande partie de nos pertes de détections, elle proviennent majoritairement du filtrage spectral. Il existe plusieurs voies possibles pour réduire les pertes du filtrage : la première est l'utilisation de filtre spectral avec une bande passante égale à la largeur de notre spectre ($\sim 0.3$ nm) qui permettrait de passer à des efficacités de l'ordre de 35 %. La deuxième solution est l'utilisation de sources où l'accord de phase est contrôlé de façon à n'émettre que des paires ayant la bonne longueur d'onde (U'Ren et al., 2005).

- Comme le protocole de *breeding* nécessite un conditionnement homodyne, l'efficacité de notre détection homodyne est déterminante. Malheureusement celle-ci n'est que de 77 %. Les pertes sont principalement dues au faible contraste

entre l'idler et l'oscillateur local, conduisant à environ 20 % de pertes. Ces valeurs sont principalement dues à un mauvais accord des fréquences entre les deux faisceaux. Il est possible de contrôler la fréquence de notre oscillateur local, soit en utilisant une cavité légèrement désaccordée, soit en modulant sa fréquence avec un SLM (spatial light modulator) combiné à deux réseaux optiques (Polycarpou et al., 2012; Roslund et al., 2013).

**Augmentation du temps de stockage**

Une autre étape importante est l'augmentation du temps de stockage de nos états. Nous avons vu que les pertes de la mémoire sont principalement dues à la transmission de la cellule de Pockels ($\sim 0.6\,\%$). Pour accroître nos temps de vies, il suffit donc de réduire le nombre de passages dans la cellule. Ceci peut être réalisé par l'utilisation d'une cavité plus longue.

Si l'on prend une cavité 10 fois plus longue, on diminue par 10 le nombre de passages dans la cellule. Cependant, un tel système conduirait à des problèmes de synchronisations. Un passage de nos photons par une première cavité de synchronisation, dont la longueur correspond à la distance entre nos impulsions, permettrait de synchroniser les photons dans la cavité plus longue dite cavité de stockage.

Un tel système pose nécessairement des problèmes d'encombrements. La cavité peut être allongée en utilisant un système similaire à la ligne à retard implémentée dans le dernier chapitre, ce qui permet de gagner un peu de place. Mais il faudra revoir tout l'agencement de l'expérience. De plus, une bonne stabilisation du pointé des faisceaux paraît indispensable, ce qui peut être fait par l'utilisation de plusieurs fibres à cœur creux entre les différentes cavités, ainsi que sur l'oscillateurs local. Il faut aussi noter que les fluctuations de phases seront encore plus importantes.

**Génération d'états plus complexes**

Enfin, sur le long terme, l'utilisation d'une telle mémoire peut permettre de générer des états quantiques encore plus complexes comme les états peignes en quadratures. Ces états proposés dans (Gottesman et al., 2001) sont d'une complexité supérieure à celle des superpositions d'états cohérents. Ils ont l'avantage de résoudre l'épineux problème de mesure de parité nécessaire pour le calcul quantique : avec des superpositions d'états cohérents, elle nécessite d'être capable de différencier la parité du nombre de photons d'un état, alors qu'une simple mesure homodyne permet de différencier la parité des états peignes. De plus, la possibilité d'implémenter des codes correcteurs d'erreurs (Gottesman et al., 2001) fait que ces états sont de bons candidats pour l'information quantique à variables continues. Plusieurs protocoles permettant leurs générations ont été proposés (Etesse, 2014; Vasconcelos et al., 2010).

# Quatrième partie

# Annexes

# Annexe A

# Calcul des fonctions de transmission des cavités

Dans cette annexe, nous allons réaliser les calculs qui n'ont pas été explicités dans le chapitre 2.

## A.1 Le waist de la cavité

Cette partie de l'annexe fait référence à la section 2.1.2. L'objectif était de déterminer les caractéristiques du mode d'une cavité (équation 2.5)), c'est à dire, le paramètre complexe $\hat{q}$ qui reste inchangé après un tour de cavité. Il est donné par l'équation suivante (2.4) :

$$\hat{q} = \frac{A_c\hat{q} + B_c}{C_c\hat{q} + D_c} \tag{A.1}$$

où $A_c$,$B_c$,$C_c$,$D_c$, sont les paramètres de la matrice ABCD de la cavité $M_c$. La matrice $M_c$ représente toutes les transformations subies par le faisceau en un tour de cavité.

Rappelons que le paramètre complexe d'un faisceau est défini comme suit :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{1}{R} + i\frac{\lambda_0}{\pi w^2} \tag{A.2}$$

La longueur d'onde $\lambda_0$ étant donnée par la longueur d'onde du laser. Nous cherchons à déterminer les paramètres $R$ et $w$ du mode de la cavité. Pour cela, il nous faut résoudre l'équation A.1. Elle peut être réécrite de la façon suivante :

$$\frac{1}{\hat{q}^2} + \frac{A_c - D_c}{B_c}\frac{1}{\hat{q}} - \frac{C_c}{B_c} = 0 \tag{A.3}$$

On obtient donc une équation du second degré en $\frac{1}{\hat{q}}$. Les solutions de cette équation sont :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{D_c - A_c}{2B_c} \pm \frac{1}{B_c}\sqrt{\left(\frac{A_c + D_c}{2}\right)^2 - 1} \tag{A.4}$$

Comme nous l'avons dit dans la section 2.1.2, la condition de stabilité d'une cavité est la suivante :

$$\left|\frac{A+D}{2}\right| < 1 \tag{A.5}$$

Ainsi, la racine de l'équation A.4 est complexe. En réalité, l'équation A.1 est une preuve de cette condition de stabilité. En effet, si nous voulons que le paramètre $\frac{1}{\hat{q}}$ corresponde au paramètre complexe d'un faisceau, définie par l'équation A.2, ce dernier doit nécessairement être complexe. Si ce n'est pas le cas, le waist du faisceau doit être infini, ce qui n'est pas une solution physique. La racine de la solution doit donc forcément être complexe, on obtient donc la condition recherchée que l'on avait admise dans la section 2.1.2.

On peut donc réécrire l'equation A.4 comme suit :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{D_c - A_c}{2B_c} \pm \frac{i}{B_c}\sqrt{1-\left(\frac{A_c+D_c}{2}\right)^2} \tag{A.6}$$

où : $\sqrt{1-\left(\frac{A_c+D_c}{2}\right)^2} \in \mathbb{R}$. Par identification avec l'équation A.2, on obtient donc :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{1}{R} + i\frac{\lambda_0}{\pi w^2} \quad \text{où :} \quad \begin{cases} R = \frac{2B_c}{D_c - A_c} \\ w^2 = \pm\frac{\lambda_0 |B_c|}{\pi\sqrt{1-\left(\frac{A_c+D_c}{2}\right)^2}} \end{cases} \tag{A.7}$$

Comme le waist est une valeur réelle, son carré doit être positif, ce qui nous donne la relation désirée [1] :

$$\frac{1}{\hat{q}} = \frac{1}{R} + i\frac{\lambda_0}{\pi w^2} \quad \text{où :} \quad \begin{cases} R = \frac{2B_c}{D_c - A_c} \\ w^2 = \frac{\lambda_0 |B_c|}{\pi\sqrt{1-\left(\frac{A_c+D_c}{2}\right)^2}} \end{cases} \tag{A.8}$$

## A.2 Calcul de la fonction de transfert d'une cavité

Nous allons démontrer dans cette section la formule de la transmission pour une cavité circulaire en papillon (équation 2.7). Le schéma de la cavité est représenté sur la figure A.1 Cette formule est parfaitement similaire à la formule de transfert d'une cavité Fabry-Perot. Pour la démonstration de la formule (section 2.1.3), nous nous plaçons dans les conditions suivantes :

- le profil spatial du faisceau est identique à celui de la cavité,
- nous étudions la cavité en papillon représentée sur la figure 2.2,
- on suppose que $R_3 = R_4 = 100\%$.

1. il est intéressant de remarquer que cette solution est unique.

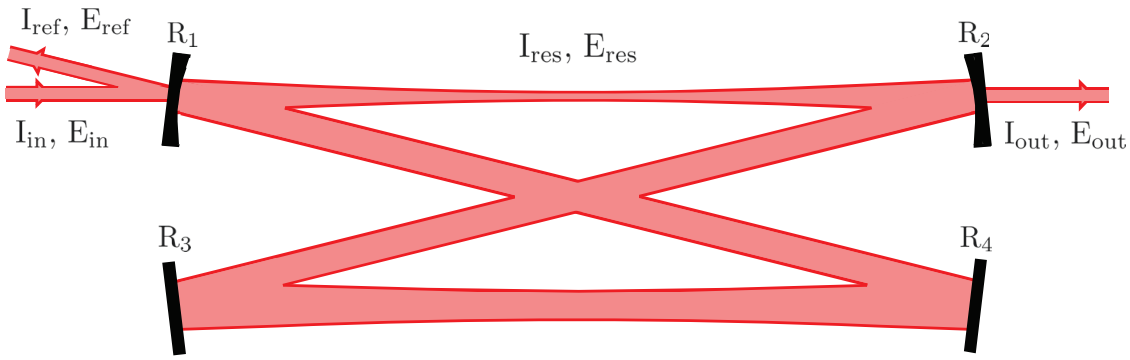



FIGURE A.1 – Schéma du modèle de cavité utilisé.

Pour déterminer l'intensité transmise par la cavité, il nous faut passer par les amplitudes du champ électrique. Le champ en sortie de cavité est donné par la somme des champs électriques d'une infinité de pulses : celui qui à traversé directement les deux miroirs $M_1$ et $M_2$, celui qui a fait un tour de cavité, deux tours de cavité, etc... On choisit l'origine des phases au moment ou un pulse arrive pour la première fois au miroir $M_2$. On note $\Delta\psi$ la phase accumulée par un pulse en un tour de cavité, la somme de tout ces champs s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned} E_{out} = E_{in}\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)} &+ E_{in}\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)}\sqrt{R_1R_2}e^{\Delta\psi} \\ &+ E_{in}\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)}R_1R_2e^{2\Delta\psi} \\ &+ \dots \\ &+ E_{in}\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)}\,(R_1R_2)^{n/2}\,e^{n\Delta\psi} \\ &+ \dots \end{aligned} \tag{A.9}$$

Cette équation peut être réécrite de la façon suivante :

$$E_{out} = E_{in}\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)}\sum_{n\in\mathbb{N}}(R_1R_2)^{n/2}\,e^{in\Delta\psi} \tag{A.10}$$

$$\Leftrightarrow E_{out} = E_{in}\frac{\sqrt{(1-R_2)(1-R_1)}}{1-\sqrt{R_1R_2}e^{i\Delta\psi}} \tag{A.11}$$

On peut ensuite obtenir l'intensité en sortie de la cavité en appliquant la formule $I = \frac{\varepsilon_0 c}{2}EE^*$, ce qui donne le résultat recherché :

$$I_{out} = \frac{(1-R_2)(1-R_1)}{1+R_1R_2-2\sqrt{R_1R_2}\cos\Delta\psi}I_{in} \tag{A.12}$$

## A.3 Effets de sous-cavités

Nous allons dans cette section, détailler le calcul de la transmission d'une cavité lorsque l'on place une lame de verre dans la cavité. Le schéma du cas étudié est

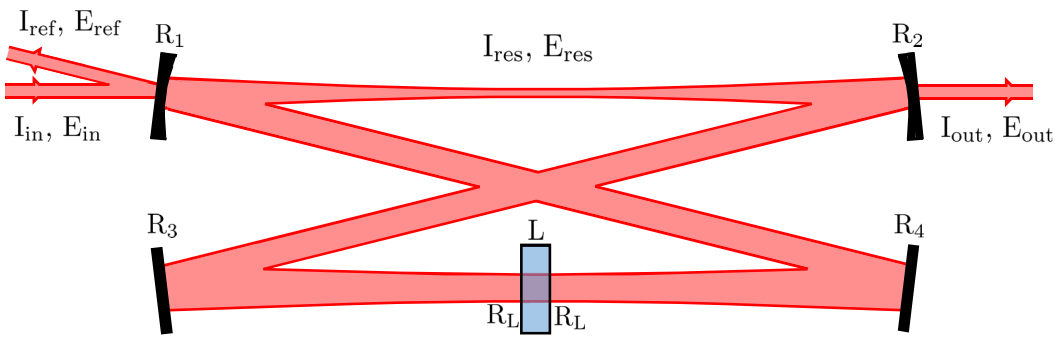



FIGURE A.2 – Schéma du modèle de cavité utilisé. L : Lame de verre.

représenté sur la figure A.2. On prend la même cavité que la section précédente où l'on place une lame de verre L dans un des bras. Les faces de la lame ont des coéfficients de réflexions en intensités $R_L$. La lame possède une épaisseur l=2 mm, sa fonction de transmission en amplitude $t_L$ est celle d'une cavité Fabry-Perot et a été calculée dans la section précédente :

$$t_L = \frac{1 - R_L}{1 - R_L e^{i\psi_L}} \tag{A.13}$$

où $\psi_L$ est la phase accumulée par la lumière en un aller-retour dans le cristal : $\psi_L = \frac{2\pi}{\lambda} L_L$. $L_L$ est la longueur effective de la lame, on note $L_c = 2 * n_L * l$.

On se place dans les même conditions que le calcul de la section précédente A.2. La transmission de la cavité s'écrit donc :

$$E_{out} = (1 - R)\, E_{in} \left[1 + t_L R e^{i\Delta\psi} + ... + \left(t_L R e^{i\Delta\psi}\right)^n + ...\right] \tag{A.14}$$

Elle peut se réécrire comme suit :

$$E_{out} = E_{in}(1 - R) \sum_{n \in \mathbb{N}} \left(t_L R e^{i\Delta\psi}\right)^n \tag{A.15}$$

$$\Leftrightarrow E_{out} = \frac{1 - R}{1 - R t_L e^{i\Delta\psi}} E_{in} \tag{A.16}$$

On peut en déduire la valeur de l'intensité transmise par la cavité :

$$I_{out} = \frac{(1 - R)^2}{1 - R^2 t_L t_L^* - R\left[t_L e^{i\Delta\psi} + t_L^* e^{-i\Delta\psi}\right]} I_{in} \tag{A.17}$$

Afin de pouvoir simplifier cette, nous pouvons réécrire certains termes de cette façon :

$$T_L = t_L t_L^* = \frac{(1 - R_L)^2}{1 + R_L^2 - 2R_L \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L_L\right)} \tag{A.18}$$

$$t_L e^{i\Delta\psi} + t_L^* e^{-i\Delta\psi} = \frac{2T_L}{1 - R_L}\left[\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L_c\right) - R\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(L_c - L_L)\right)\right] \tag{A.19}$$

où $L_c$ et $L_L$ représente respectivement les longueurs effectives de la cavité et de la lame. Nous obtenons donc :

$$I_{out} = \frac{(1-R)^2}{1+T_L R^2 - 2aT_L R} I_{in} \tag{A.20}$$

où :

- $a = \frac{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}L_c\right) - R_L \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(L_L - L_c)\right)}{1-R_l}$,
- $T_L = \frac{(1-R_L)^2}{1+R_L^2 - 2R_L \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}L_L\right)}$ est la transmission de la lame sans cavité.

Ce qui est la relation que nous souhaitions démontrer.

# Annexe B

# Table

Cette annexe réunie toutes les tables de ce manuscrit, permettant de rassembler une grande partie des paramètres et résultats de ce manuscrit.

| **Espace temporel** | | | **Espace des fréquences** | | |
|---|---|---|---|---|---|
| **Val. typ.** | **Grandeur** | **Sym.** | **Sym.** | **Grandeur** | **Val. typ.** |
| >1 µs (>300 m) | Cohérence temporelle | $T_c$ | $\delta\nu$ | Largeur des raies | <1 MHz |
| 13 ns (3.95 m) | Distance entre deux pulses | $\Delta T$ | $\nu_{rep}$ | Écart entre les dents/taux de répétition | 76 MHz |
| 2.5 ps (0.8 mm) | Largeur d'une impulsion | $\tau$ | $\Delta\nu$ | Largeur du spectre | 300 GHz (0.9 nm) |
| 3 fs (850 nm) | Période des oscillations | $T_0$ | $\nu_0$ | Fréquence /longueur d'onde centrale | 350 THz |

Table 2.1 – Table d'équivalence entre les espaces temporels et fréquentiels.

| Lieu | Année | $f_{prod}$ | $\alpha$ | F | s | Esp. Libre | Papier |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| LCF Palaiseau | 2006 | 140 Hz | 0.89 | 70 % | 0.56 | ✓ | (Ourjoumtsev et al., 2006b) |
| LCF Palaiseau | 2007 | 7 Hz | 1.61 | 41 % | 3.5dB | ✓ | (Ourjoumtsev, 2007) |
| LKB Paris | 2008 | | 1.9 | 72 % | 1 | ✗ | (Deléglise et al., 2008) |
| IQIS Calgary | 2010 | 20-200 Hz | 0.6 | 95 % | 1 | ✓ | (Bimbard et al., 2010) |
| NIST Boulder | 2010 | 16 $H^{-1}$ | 1.76 | 59 % | 1 | ✓ | (Gerrits et al., 2010) |
| DAP Tokyo | 2013 | 1.5 Hz | 1.3 | 60 % | 1 | ✓ | (Yukawa et al., 2013) |
| LCF Palaiseau | 2015 | 0.15 Hz | 1.63 | 61 % | 1.52 | ✓ | (Etesse et al., 2015) |
| LKB Paris | 2015 | 200 Hz | 1.73 | 67 % | 1.41 | ✓ | (Huang et al., 2015) |
| RQS Moscou | 2017 | 0.4 Hz | 1.82 | 77 % | 1.42 | ✓ | (Sychev et al., 2017) |

Table 3.1 – Récapitulatif des différents états chats de Schrödinger optiques produits.

| | |
|---|---|
| **Taux de répétition** ($f_{rep}$) | 800 kHz |
| **Longueur d'onde** ($\lambda_0$) | 850 nm |
| **Largeur spectrale** ($\Delta\lambda$) | 0.2 - 0.5 nm |
| **Largeur des impulsions** ($\tau$) | 2 - 4 ps |
| **Énergie par impulsions** (E) | 38 nJ |
| **Puissance crête** ($P_c$) | 13 kW |
| **Puissance continue** ($P_{cont}$) | 30 mW |

TABLE 4.1 – Table des paramètres du laser combiné avec le *cavity dumper*.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $KnBO_3$ | |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | Paramètres théoriques |
| **Longueur d'onde du fondamental** ($\lambda_0$) | 850 nm | |
| **Longueur d'onde du faisceau doublé** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | |
| **GVM** | 1.9 ps.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** (850 nm) | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** (425 nm) | 1700 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **Accord de phase** | Type I non critique | |
| **Température du cristal** | -3°C | Paramètres expérimentaux |
| **épaisseur du cristal** | 1.5 mm | |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 27 µm | |
| **Efficacité de conversion** | 45 % | |
| **Largeur temporelle** $\tau_{425}$ | 2 ps | |
| **Largeur spectral** $\Delta\lambda_{425}$ | 0.1 nm | |

TABLE 4.2 – Résumé des paramètres de la GSH.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $KnBO_3$ | Paramètres théoriques |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | |
| **Longueur d'onde de la pompe** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | |
| **Longueur d'onde de la sonde** ($\lambda_0$) | 850 nm | |
| **Accord de phase** | Type I non critique | |
| **GVM** | 1.7 ps.mm$^{-1}$ | |
| **GVD** | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | |
| **Configuration** | non-colinéaire | |
| **Température du cristal** | $\sim$−1 °C | Paramètres expérimentaux |
| **épaisseur du cristal** | 1 mm | |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 150 µm | |
| **Waist de la sonde** ($w_{fond}$) | 100 µm | |
| **Puissance de la pompe** | $\sim$ 10 mW | |
| **Puissance de la sonde** | $\sim$100 µW | |
| **Puissance de l'idler** | $\sim$ 10 µW | |

Table 4.3 – Résumé des paramètres pour la génération d'états paramétriques.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_{nc}$ | $\mathcal{N}_c$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| 1.02 | 1.28 | -0.08 | -0.18±0.02 | 0.77 | 63 % | 78 % |

Table 5.1 – Résumé des paramètres de la génération des photons uniques. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction.

| | Ancienne configuration | Nouvelle configuration |
|---|---|---|
| **Taux de répétition** ($f_{rep}$) | 800 kHz | 76 MHz |
| **Longueur d'onde** ($\lambda_0$) | 850 nm | 850 nm |
| **Largeur spectrale** ($\Delta\lambda$) | 0.2 - 0.5 nm | 0.2 - 0.3 nm |
| **Largeur des impulsions** ($\tau$) | 2 - 4 ps | 2.5 - 4.5 ps |
| **Énergie par impulsions** ($E$) | 38 nJ | 7 nJ |
| **Puissance crête** ($P_c$) | 13 kW | 2 kW |
| **Puissance continue** ($P_{\text{cont}}$) | 30 mW | 500 mW |

Table 6.1 – Table des paramètres du laser pour l'ancienne configuration (avec le cavity dumper), et la nouvelle (sans le cavity dumper).

| | $KnBO_3$ | $BiB_3O_6$ |
|---|---|---|
| **Longueur d'onde du fondamental** ($\lambda_0$) | 850 nm | 850 nm |
| **Longueur d'onde du faisceau doublé** ($\lambda_{425}$) | 425 nm | 425 nm |
| **Coefficient non-linéaire** ($d_{eff}$) | 12 pm.V$^{-1}$ | 3.5 pm.V$^{-1}$ |
| **GVM** | 1.9 ps.mm$^{-1}$ | 0.35 ps.mm$^{-1}$ |
| **GVD** (850 nm) | 360 fs$^2$.mm$^{-1}$ | 124 fs$^2$.mm$^{-1}$ |
| **GVD** (425 nm) | 1700 fs$^2$.mm$^{-1}$ | 350 fs$^2$.mm$^{-1}$ |
| **Accord de phase** | Type I non critique | Type I critique |
| **Spatial walk-off** | ✗ | 53 mrad |

TABLE 6.2 – Comparaison des paramètres théoriques des cristaux de $KnBO_3$ et de $BiB_3O_6$.

| Longueur d'onde | $n_x$ | $n_y$ | $n_z$ |
|---|---|---|---|
| 425 nm | 1.813 | 1.850 | 2.002 |
| 850 nm | 1.764 | 1.792 | 1.927 |

TABLE 6.3 – Indices du cristal de $BiB_3O_6$ à 425 et 850 nm selon les trois axes naturels du cristal.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $BiB_3O_6$ | |
| **Distance entre les miroirs concaves** ($L_m$) | 1.13 m | Paramètres théoriques |
| **Rayons de courbures** ($R_c$) | 1 m | |
| **Réflexion du miroir d'entrée** ($R_{IC}$) | 95 % | |
| **Finesse** | $\sim 61$ | |
| **Configuration du cristal** | colinéaire<br>$e + e \rightarrow o$ | |
| **Épaisseur du cristal** ($e_c$) | 2 mm | Paramètres expérimentaux |
| **Waist de la pompe** ($w_{fond}$) | 200 µm | |
| **Puissance du fondamental** ($P_{fond}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,850}$) | 370 mW<br>$\sim$1.6 kW | |
| **Puissance de du faisceau doublé**($P_{425}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,425}$) | 260 mW<br>$\sim$1.1 kW | |
| **Efficacité** | 70 % | |
| $\Delta\lambda_{850}$ | 0.24 nm | |
| $\Delta\lambda_{425}$ | 0.09 nm | |

Table 6.4 – Résumé des paramètres de la génération de seconde harmonique en cavité.

| | | |
|---|---|---|
| **Cristal** | $BiB_3O_6$ | Paramètres théoriques |
| **Distance entre les miroirs concaves** ($L_m$) | 1.13 m | |
| **Rayons de courbures** ($R_c$) | 1 m | |
| **Réflexion du miroir d'entrée** ($R_{IC}$) | 96 – 98 % | |
| **Finesse** | 77 – 155 | |
| **Configuration** | non-colinéaire | |
| **Épaisseur du cristal** ($e_c$) | 1 mm | Paramètres expérimentaux |
| **P incident à** 425 nm ($P_{in}$)<br>**P crête incident**425 nm ($P_{p,in}$) | ∼ 200 mW<br>∼0.9 kW | |
| **Waist de la pompe à** 425 nm ($w_{pompe}$) | 200 µm | |
| **Puissance résonante**($P_{res}$)<br>**Puissance crête** ($P_{p,res}$) | 11 W<br>∼44 kW | |
| **Waist de la sonde** ($w_{sonde}$) | 75 µm | |
| **Puissance de la sonde** $P_{sonde}$ | 1 mW | |
| **Puissance de la l'idler** $P_{idler}$ | 100 µW | |
| **Contraste sonde/idler** $C_{s/i}$ | 94 % | |

TABLE 6.5 – Résumé des paramètres de l'OPA.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Expérience | $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_c$ ($\mathcal{N}_{nc}$) | $f_{prod}$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| Chat (chap 5) | 1.02 | 1.28 | -0.18±0.02 (-0.08) | 1 kHz | 0.77 | 63 % | 78 % |
| Cavité | 1.02 | 1.38 | -0.25±0.03 (-0.12) | 240 kHz | 0.74 – 0.77 | 68 % | 88 % |
| Paramètres des états à deux photons | | | | | | | |
| 2006 (Ourjoumtsev et al., 2006a) | 1.14 | 1.21 | -0.03±0.02 (-0.01) | 15 Hz | 0.7 | ✗ | 53 % |
| Cavité | 1.00 | 1.32 | -0.09±0.02 (-0.02) | 800 Hz | 0.74 – 0.77 | 48 % | 82 % |

TABLE 6.6 – Résumé des paramètres de la génération des états obtenus avec l'utilisation de cavité. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction. Les valeurs des photons uniques présentés dans le chapitre 5 sont rappelées à titre de comparaison. Il en est de même pour les états de Fock à deux photons avec ceux obtenus en 2006 sur notre expérience.

| Paramètres des photons uniques | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Expérience | $\sigma$ | $\delta$ | $\mathcal{N}_c$ ($\mathcal{N}_{nc}$) | $f_{prod}$ | $\eta_T$ | F | $F_c$ |
| Chat (chap 5) | 1.02 | 1.28 | -0.18±0.02 (-0.08) | 1 kHz | 0.77 | 63 % | 78 % |
| Cavité (chap 6) | 1.02 | 1.38 | -0.25±0.03 (-0.12) | 240 kHz | 0.74 – 0.77 | 68 % | 88 % |
| QMC | 1.01 | 1.42 | -0.26±0.00 (-0.12) | ∼200 kHz | 0.74 – 0.77 | 69 % | 91 % |
| Paramètres des états à deux photons | | | | | | | |
| 2006 (Ourjoumtsev et al., 2006a) | 1.14 | 1.21 | -0.03±0.02 (-0.01) | 15 Hz | 0.7 | ✗ | 53 % |
| Cavité (chap 6) | 1.00 | 1.32 | -0.09±0.02 (-0.02) | 800 Hz | 0.74 – 0.77 | 48 % | 82 % |
| QMC | 1.03 | 1.40 | -0.1±0.02 (-0.02) | ∼ 250 Hz | 0.74 – 0.77 | 50 % | 88 % |

Table 7.1 – Résumé des paramètres de la génération des états obtenus avec la ligne à retard et les cavités. $\mathcal{N}_c$, $\mathcal{N}_{nc}$ : négativité de la fonction de Wigner avec et sans correction des pertes, $\eta_T$ : efficacité de la détection homodyne, F : fidélité de l'état sans correction des pertes, $F_c$ : fidélité avec correction. Les valeurs présentées dans les chapitres 5 et 6 sont rappelées à titre de comparaison.

| | Sans correction | | Avec correction | |
|---|---|---|---|---|
| Etat stocké | Temps de vie | Négativité | Temps de vie | Négativité |
| $\|1\rangle$ | 108 tours (1.41 µs) | 29 tours (0.37 µs) | 111 tours (1.44 µs) | 59 tours (0.77 µs) |
| $\|2\rangle$ | 39 tours (0.51 µs) | ∼15 tours (0.2 µs) | 39 tours (0.51 µs) | ∼50 tours (0.65 µs) |

Table 7.2 – Rappel des paramètres de la mémoire quantique pour le stockage de photons uniques et des états de Fock à deux photons.

# Annexe C

# Liste des publications

Ces travaux de thèse ont conduit à plusieurs publications :

- J. Etesse, M. Bouillard, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri. Experimental generation of squeezed cat states with an operation allowing iterative growth. Physical Review Letters, 114(19) :193602, 2015.
- B. Kanseri, M. Bouillard, and R. Tualle-Brouri. Efficient frequency doubling of femtosecond pulses with BIBO in an external synchronized cavity. Optics Communications, 380 :148-153, dec 2016.
- M. Bouillard, G. Boucher, J. Ferrer Ortas, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri. High production rate of single-photon and two-photon Fock states for quantum state engineering. *En préparation*
- M. Bouillard, G. Boucher, B. Pointard, and R. Tualle-Brouri. Experimental storage of single photon and two-photon Fock state with an optical quantum memory for hybrid quantum state engineering. *En préparation*

# Bibliographie


J. Aasi, J. Abadie, B. P. Abbott, and R. Abbott. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light. Nature Photonics, 7(8) :613–619, jul 2013. (). [p. 20]

U. L. Andersen, J. S. Neergaard-Nielsen, P. van Loock, and A. Furusawa. Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information. Nature Physics, 11(9) : 713–719, sep 2015. (). [p. 4]

J. Appel, D. Hoffman, E. Figueroa, and A. I. Lvovsky. Electronic noise in optical homodyne tomography. Physical Review A, 75(3), mar 2007. (). [p. 83]

A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental tests of realistic local theories via bell's theorem. Physical Review Letters, 47(7) :460–463, aug 1981. (). [p. 1]

A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger. Experimental test of bell's inequalities using time- varying analyzers. Physical Review Letters, 49(25) :1804–1807, dec 1982a. [p. 1]

A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental realization of Einstein-podolsky-rosen-bohm gedankenexperiment : A new violation of bell's inequalities. Phys. Rev. Lett., 49(2) :91–94, jul 1982b. (). [p. 1 et 23]

D. Barredo, S. de Léséleuc, V. Lienhard, T. Lahaye, and A. Browaeys. An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays. Science, 354(6315) :1021–1023, nov 2016. (). [p. 2]

C. H. Bennett and G. Brassard. Quantum cryptography : Public key distribution and con tos5. 1984. (). [p. 2]

B. Bernhardt, A. Ozawa, P. Jacquet, M. Jacquey, Y. Kobayashi, T. Udem, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, and N. Picqué. Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy. Nature Photonics, 4(1) :55–57, nov 2009. [p. 33]

H. Bernien, S. Schwartz, A. Keesling, H. Levine, A. Omran, H. Pichler, S. Choi, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, et al. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator. arXiv preprint arXiv :1707.04344, 2017. (). [p. 2]

E. Bimbard, N. Jain, A. MacRae, and A. I. Lvovsky. Quantum-optical state engineering up to the two-photon level. Nature Photonics, feb 2010. (). [p. 58, 59 et 180]

E. Bimbard, R. Boddeda, N. Vitrant, A. Grankin, V. Parigi, J. Stanojevic, A. Ourjoumtsev, and P. Grangier. Homodyne tomography of a single photon retrieved on demand from a cavity-enhanced cold atom memory. Physical Review Letters, 112(3), jan 2014. (). [p. 141]

R. Blandino. Intrication de champs quantiques mesoscopiques pour les communications quantiques. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2013. (). [p. 168]

R. Blatt and C. F. Roos. Quantum simulations with trapped ions. Nature Physics, 8(4) :277–284, apr 2012. (). [p. 2]

I. Bloch, J. Dalibard, and S. Nascimbène. Quantum simulations with ultracold quantum gases. Nature Physics, 8(4) :267–276, apr 2012. (). [p. 2]

D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. Nature, 390(6660) :575–579, dec 1997. [p. 23]

G. D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. Journal of Applied Physics, 39(8) :3597–3639, jul 1968. (). [p. 72 et 73]

R. W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, 2008. [p. 73]

J. B. Brask, I. Rigas, E. S. Polzik, U. L. Andersen, and A. S. Sørensen. Hybrid long-distance entanglement distribution protocol. Physical Review Letters, 105 (16), oct 2010. [p. 56]

F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, C. Simon, and W. Tittel. Prospective applications of optical quantum memories. Journal of Modern Optics, 60(18) :1519–1537, oct 2013. (). [p. 141]

T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. Nature, 438(7069) :833–836, dec 2005. (). [p. 164]

I. Chiorescu. Coherent quantum dynamics of a superconducting flux qubit. Science, 299(5614) :1869–1871, feb 2003. (). [p. 54]

J. Clarke and F. K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. Nature, 453(7198) : 1031–1042, jun 2008. (). [p. 3]

P. T. Cochrane, G. J. Milburn, and W. J. Munro. Macroscopically distinct quantum-superposition states as a bosonic code for amplitude damping. Physical Review A, 59(4) :2631–2634, apr 1999. (). [p. 56]

C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. Mécanique quantique. Centre de Publications Universitaire, Téhéran, 1986. (). [p. 11]

C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. Photons et atomes : Introduction à l'électrodynamique quantique. Inter Editions - CNRS Editions, 1987. [p. 9, 12 et 22]

M. Dakna, J. Clausen, L. Knöll, and D.-G. Welsch. Generation of arbitrary quantum states of traveling fields. Physical Review A, 59(2) :1658–1661, feb 1999. (). [p. 60]

C. Davisson and L. H. Germer. Diffraction of electrons by a crystal of nickel. Physical Review, 30(6) :705–740, dec 1927. (). [p. 9]

L. De Broglie. Recherches sur la théorie des quanta. PhD thesis, Migration-université en cours d'affectation, 1924. (). [p. 9]

S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, K. A. Landsman, K. Wright, and C. Monroe. Demonstration of a small programmable quantum computer with atomic qubits. Nature, 536(7614) :63–66, aug 2016. (). [p. 3]

S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence. Nature, 455(7212) :510–514, sep 2008. (). [p. 56, 57, 59 et 180]

R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry, 31(2) :97–105, jun 1983. [p. 33 et 48]

M. Ebert, M. Kwon, T. Walker, and M. Saffman. Coherence and rydberg blockade of atomic ensemble qubits. Physical Review Letters, 115(9), aug 2015. (). [p. 54]

A. Eckstein, G. Boucher, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, J. E. Sipe, M. Liscidini, and S. Ducci. High-resolution spectral characterization of two photon states via classical measurements. Laser & Photonics Reviews, 8(5) :L76–L80, jun 2014. (). [p. 100]

A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ? Physical Review, 47(10) :777–780, may 1935. [p. 21]

B. P. A. et al. LIGO : the laser interferometer gravitational-wave observatory. Reports on Progress in Physics, 72(7) :076901, jun 2009. [p. 33]

J. Etesse. Adjonction cohérente itérative de photons pour la génération d'états quantiques mésoscopiques du champ électromagnétique. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2014. (). [p. 9, 15, 66, 76, 83, 89, 92, 124, 168 et 170]

J. Etesse, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri. Iterative tailoring of optical quantum states with homodyne measurements. Optics Express, 22(24) :30357, nov 2014. (). [p. 60, 62, 95 et 167]

J. Etesse, M. Bouillard, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri. Experimental generation of squeezed cat states with an operation allowing iterative growth. Phys. Rev. Lett., 114(19) :193602, 2015. (). [p. 4, 158, 168 et 180]

A. Facon, E.-K. Dietsche, D. Grosso, S. Haroche, J.-M. Raimond, M. Brune, and S. Gleyzes. A sensitive electrometer based on a rydberg atom in a schrödinger-cat state. Nature, 535(7611) :262–265, jul 2016. ( ). [p. 56]

U. Fano. Description of states in quantum mechanics by density matrix and operator techniques. Reviews of Modern Physics, 29(1) :74, 1957. ( ). [p. 10]

F. Ferreyrol. Manipulation of mesoscopic quantum fields. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Mar. 2011. ( ). [p. 168]

R. P. Feynman. Simulating physics with computers. International Journal of Theoretical Physics, 21(6-7) :467–488, jun 1982. ( ). [p. 2]

J. Fiurášek, R. García-Patrón, and N. J. Cerf. Conditional generation of arbitrary single-mode quantum states of light by repeated photon subtractions. Physical Review A, 72(3), sep 2005. ( ). [p. 60]

S. J. Freedman and J. F. Clauser. Experimental test of local hidden-variable theories. Physical Review Letters, 28(14) :938–941, apr 1972. ( ). [p. 1]

D. Fukuda, G. Fujii, T. Numata, K. Amemiya, A. Yoshizawa, H. Tsuchida, H. Fujino, H. Ishii, T. Itatani, S. Inoue, and T. Zama. Titanium-based transition-edge photon number resolving detector with 98% detection efficiency with index-matched small-gap fiber coupling. Optics Express, 19(2) :870, jan 2011. ( ). [p. 28]

A. Furusawa. Unconditional quantum teleportation. Science, 282(5389) :706–709, oct 1998. ( ). [p. 2 et 33]

O. Gazzano, S. M. de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître, and P. Senellart. Bright solid-state sources of indistinguishable single photons. Nature Communications, 4 :1425, feb 2013. ( ). [p. 140]

I. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori. Quantum simulation. Reviews of Modern Physics, 86(1) :153–185, mar 2014. ( ). [p. 2]

T. Gerrits, S. Glancy, T. S. Clement, B. Calkins, A. E. Lita, A. J. Miller, A. L. Migdall, S. W. Nam, R. P. Mirin, and E. Knill. Generation of optical coherent-state superpositions by number-resolved photon subtraction from the squeezed vacuum. Phys. Rev. A, 82(3), sep 2010. ( ). [p. 57, 58, 59 et 180]

T. Gerrits, B. Calkins, N. Tomlin, A. E. Lita, A. Migdall, R. Mirin, and S. W. Nam. Extending single-photon optimized superconducting transition edge sensors beyond the single-photon counting regime. Optics Express, 20(21) :23798, oct 2012. ( ). [p. 28]

A. Gilchrist, K. Nemoto, W. J. Munro, T. C. Ralph, S. Glancy, S. L. Braunstein, and G. J. Milburn. Schrödinger cats and their power for quantum information processing. Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics, 6(8) :S828–S833, jul 2004. ( ). [p. 4]

R. J. Glauber. Coherent and incoherent states of the radiation field. Physical Review, 131(6) :2766, 1963. (). [p. 18]

D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill. Encoding a qubit in an oscillator. Physical Review A, 64(1), jun 2001. (). [p. 170]

J. Gribbin. Schrodinger's Kittens and the Search for Reality. Universities Press, 1995. [p. 18]

W. P. Grice, A. B. U'Ren, and I. A. Walmsley. Eliminating frequency and space-time correlations in multiphoton states. Physical Review A, 64(6), nov 2001. (). [p. 77]

F. Grosshans and P. Grangier. Effective quantum efficiency in the pulsed homodyne detection of a n-photon state. The European Physical Journal D, 14(1) :119–125, apr 2001. (). [p. 83]

F. Grosshans and P. Grangier. Continuous variable quantum cryptography using coherent states. Physical review letters, 88(5) :057902, 2002. (). [p. 17]

L. K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing, pages 212–219. ACM, 1996. (). [p. 2]

G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. Introduction to quantum optics : from the semi-classical approach to quantized light. Cambridge university press, 2010. [p. 9 et 74]

D. Guzun, Y. qing Li, and M. Xiao. Blue light generation in single-pass frequency doubling of femtosecond pulses in KNbO3. Optics Communications, 180(4-6) : 367–371, jun 2000. (). [p. 71]

T. Hansch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. Optics Communications, 35(3) :441–444, dec 1980. [p. 33, 48 et 114]

M. P. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li, and M. J. Sellars. Efficient quantum memory for light. Nature, 465(7301) :1052–1056, jun 2010. (). [p. 164]

C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. Physical Review Letters, 59(18) :2044–2046, nov 1987. (). [p. 60]

K. Huang, H. L. Jeannic, J. Ruaudel, V. Verma, M. Shaw, F. Marsili, S. Nam, E. Wu, H. Zeng, Y.-C. Jeong, R. Filip, O. Morin, and J. Laurat. Optical synthesis of large-amplitude squeezed coherent-state superpositions with minimal resources. Physical Review Letters, 115(2), jul 2015. (). [p. 4, 96, 161 et 180]

R. L. Hudson. When is the wigner quasi-probability density non-negative ? Reports on Mathematical Physics, 6(2) :249–252, 1974. (). [p. 15]

N. Ismail, C. C. Kores, D. Geskus, and M. Pollnau. Fabry-pérot resonator : spectral line shapes, generic and related airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency-dependent reflectivity. Optics express, 24(15) : 16366–16389, 2016. [p. 38]

D. F. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White. Measurement of qubits. Physical Review A, 64(5) :052312, 2001. (). [p. 11]

H. L. Jeannic, V. B. Verma, A. Cavaillès, F. Marsili, M. D. Shaw, K. Huang, O. Morin, S. W. Nam, and J. Laurat. High-efficiency wsi superconducting nanowire single-photon detectors for quantum state engineering in the near infrared. Optics Letters, 41, :5341, July 2016. (). [p. 27, 98, 138, 158 et 169]

A. Jeantet, Y. Chassagneux, C. Raynaud, P. Roussignol, J. Lauret, B. Besga, J. Estève, J. Reichel, and C. Voisin. Widely tunable single-photon source from a carbon nanotube in the purcell regime. Physical Review Letters, 116(24), jun 2016. (). [p. 101 et 140]

K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, T. Fernholz, B. M. Nielsen, M. Owari, M. B. Plenio, A. Serafini, M. M. Wolf, and E. S. Polzik. Quantum memory for entangled continuous-variable states. Nature Physics, 7(1) :13–16, nov 2010. (). [p. 164]

H. Jeong and M. S. Kim. Efficient quantum computation using coherent states. Physical Review A, 65(4), mar 2002. [p. 4 et 56]

P. Jobez, C. Laplane, N. Timoney, N. Gisin, A. Ferrier, P. Goldner, and M. Afzelius. Coherent spin control at the quantum level in an ensemble-based optical memory. Physical Review Letters, 114(23), jun 2015. (). [p. 101 et 141]

J. Joo, W. J. Munro, and T. P. Spiller. Quantum metrology with entangled coherent states. Physical Review Letters, 107(8), aug 2011. (). [p. 56]

R. Jozsa. Fidelity for mixed quantum states. Journal of modern optics, 41(12) : 2315–2323, 1994. (). [p. 16]

B. Kanseri, M. Bouillard, and R. Tualle-Brouri. Efficient frequency doubling of femtosecond pulses with BIBO in an external synchronized cavity. Optics Communications, 380 :148–153, dec 2016. (). [p. 106]

H. J. Kimble. The quantum internet. Nature, 453(7198) :1023–1030, jun 2008. (). [p. 2 et 141]

T. Kiss, U. Herzog, and U. Leonhardt. Compensation of losses in photodetection and in quantum-state measurements. Physical Review A, 52(3) :2433–2435, sep 1995. (). [p. 165]

J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger, and M. Weitz. Bose–einstein condensation of photons in an optical microcavity. Nature, 468(7323) :545–548, nov 2010. [p. 33]

E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. Nature, 409(6816) :46–52, jan 2001. (). [p. 3]

P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. J. Milburn. Linear optical quantum computing with photonic qubits. Reviews of Modern Physics, 79(1) :135, 2007. ( ). [p. 17]

P. Kómár, E. M. Kessler, M. Bishof, L. Jiang, A. S. Sørensen, J. Ye, and M. D. Lukin. A quantum network of clocks. Nature Physics, 10(8) :582–587, jun 2014. ( ). [p. 2]

S.-W. Lee and H. Jeong. Near-deterministic quantum teleportation and resource-efficient quantum computation using linear optics and hybrid qubits. Physical Review A, 87(2), feb 2013. ( ). [p. 56]

D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenković, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate. Nature, 422(6930) :412–415, mar 2003. ( ). [p. 54]

U. Leonhardt. Measuring the quantum state of light, volume 22. Cambridge university press, 1997. [p. 15, 16 et 31]

S.-K. Liao, H.-L. Yong, C. Liu, G.-L. Shentu, D.-D. Li, J. Lin, H. Dai, S.-Q. Zhao, B. Li, J.-Y. Guan, W. Chen, Y.-H. Gong, Y. Li, Z.-H. Lin, G.-S. Pan, J. S. Pelc, M. M. Fejer, W.-Z. Zhang, W.-Y. Liu, J. Yin, J.-G. Ren, X.-B. Wang, Q. Zhang, C.-Z. Peng, and J.-W. Pan. Long-distance free-space quantum key distribution in daylight towards inter-satellite communication. Nature Photonics, 11(8) :509–513, jul 2017. ( ). [p. 2]

S. Lloyd and S. L. Braunstein. Quantum computation over continuous variables. Physical Review Letters, 82(8) :1784–1787, feb 1999. ( ). [p. 56]

A. P. Lund, H. Jeong, T. C. Ralph, and M. S. Kim. Conditional production of superpositions of coherent states with inefficient photon detection. Physical Review A, 70(2), aug 2004. ( ). [p. 60]

A. P. Lund, T. C. Ralph, and H. L. Haselgrove. Fault-tolerant linear optical quantum computing with small-amplitude coherent states. Phys. Rev. Lett., 100(3), jan 2008. ( ). [p. 4 et 56]

A. I. Lvovsky. Iterative maximum-likelihood reconstruction in quantum homodyne tomography. Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics, 6(6) : S556–S559, may 2004. ( ). [p. 30 et 31]

A. I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, and S. Schiller. Quantum state reconstruction of the single-photon fock state. Phys. Rev. Lett., 87(5), jul 2001. ( ). [p. 23]

A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel. Optical quantum memory. Nature Photonics, 3(12) :706–714, dec 2009. ( ). [p. 140]

K. Makino, Y. Hashimoto, J. i. Yoshikawa, H. Ohdan, T. Toyama, P. van Loock, and A. Furusawa. Synchronization of optical photons for quantum information processing. Science Advances, 2(5) :e1501772–e1501772, may 2016. ( ). [p. 98]

A. Mandilara, E. Karpov, and N. Cerf. Extending hudson's theorem to mixed quantum states. Physical Review A, 79(6) :062302, 2009. (). [p. 15]

P. Marek and J. Fiurášek. Elementary gates for quantum information with superposed coherent states. Physical Review A, 82(1), jul 2010. (). [p. 4]

F. Marsili, V. B. Verma, J. A. Stern, S. Harrington, A. E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M. D. Shaw, R. P. Mirin, and S. W. Nam. Detecting single infrared photons with 93% system efficiency. Nature Photonics, 7(3) :210–214, feb 2013. [p. 27 et 169]

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. Physical review letters, 97(11) :110501, 2006. (). [p. 17]

P. Michler. A quantum dot single-photon turnstile device. Science, 290(5500) : 2282–2285, dec 2000. [p. 23]

A. J. Miller, S. W. Nam, J. M. Martinis, and A. V. Sergienko. Demonstration of a low-noise near-infrared photon counter with multiphoton discrimination. Applied Physics Letters, 83(4) :791–793, 2003. (). [p. 23]

P. J. Mosley, J. S. Lundeen, B. J. Smith, P. Wasylczyk, A. B. U'Ren, C. Silberhorn, and I. A. Walmsley. Heralded generation of ultrafast single photons in pure quantum states. Physical Review Letters, 100(13), apr 2008. (). [p. 100]

W. J. Munro, K. Nemoto, G. J. Milburn, and S. L. Braunstein. Weak-force detection with superposed coherent states. Physical Review A, 66(2), aug 2002. (). [p. 56]

S. Nauerth, F. Moll, M. Rau, C. Fuchs, J. Horwath, S. Frick, and H. Weinfurter. Air-to-ground quantum communication. Nature Photonics, 7(5) :382–386, 2013. (). [p. 17 et 23]

J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning. Demonstration of an all-optical quantum controlled-NOT gate. Nature, 426(6964) :264–267, nov 2003. [p. 23]

A. Ourjoumtsev. Étude théorique et expérimentale de superpositions quantiques cohérentes et d'états intriqués non-gaussiens de la lumière. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2007. (). [p. 59, 90, 92, 101, 135, 163, 168 et 180]

A. Ourjoumtsev, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier. Quantum homodyne tomography of a two-photon fock state. Physical Review Letters, 96(21), jun 2006a. (). [p. 135, 137, 156, 168, 185 et 186]

A. Ourjoumtsev, R. Tualle-Brouri, J. Laurat, and P. Grangier. Generating optical schrödinger kittens for quantum information processing. Science, 312(5770) : 83–86, 2006b. (). [p. 4, 54, 57, 58, 59, 97 et 180]

A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier. Generation of optical 'schrödinger cats' from photon number states. Nature, 448(7155) :784–786, aug 2007. (). [p. 4, 58 et 148]

V. Parigi, V. D'Ambrosio, C. Arnold, L. Marrucci, F. Sciarrino, and J. Laurat. Storage and retrieval of vector beams of light in a multiple-degree-of-freedom quantum memory. Nature Communications, 6 :7706, jul 2015. (). [p. 101 et 141]

C. Polycarpou, K. N. Cassemiro, G. Venturi, A. Zavatta, and M. Bellini. Adaptive detection of arbitrarily shaped ultrashort quantum light states. Physical Review Letters, 109(5), aug 2012. (). [p. 170]

J. Radon. Uber die bestimmug von funktionen durch ihre integralwerte laengs geweisser mannigfaltigkeiten. Berichte Saechsishe Acad. Wissenschaft. Math. Phys., Klass, 69 :262, 1917. (). [p. 30]

T. C. Ralph. Coherent superposition states as quantum rulers. Physical Review A, 65(4), apr 2002. (). [p. 56]

T. C. Ralph, A. Gilchrist, G. J. Milburn, W. J. Munro, and S. Glancy. Quantum computation with optical coherent states. Phys. Rev. A, 68(4), oct 2003. (). [p. 4, 17 et 56]

J. Řeháček, Z. Hradil, E. Knill, and A. I. Lvovsky. Diluted maximum-likelihood algorithm for quantum tomography. Physical Review A, 75(4), apr 2007. (). [p. 30]

K. F. Reim, P. Michelberger, K. C. Lee, J. Nunn, N. K. Langford, and I. A. Walmsley. Single-photon-level quantum memory at room temperature. Physical Review Letters, 107(5), jul 2011. (). [p. 141]

J. Roslund, R. M. de Araújo, S. Jiang, C. Fabre, and N. Treps. Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs. Nature Photonics, 8(2) :109–112, dec 2013. (). [p. 100 et 170]

M. Saffman. Quantum computing with atomic qubits and rydberg interactions : progress and challenges. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, 49(20) :202001, oct 2016. (). [p. 3]

E. Saglamyurek, J. Jin, V. B. Verma, M. D. Shaw, F. Marsili, S. W. Nam, D. Oblak, and W. Tittel. Quantum storage of entangled telecom-wavelength photons in an erbium-doped optical fibre. Nature Photonics, 9(2) :83–87, jan 2015. (). [p. 141]

B. Saleih and M. Teich. Fundamental of photonics. Wiley-interscience publication, New York, 1991. [p. 35 et 74]

N. Sangouard, C. Simon, N. Gisin, J. Laurat, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier. Quantum repeaters with entangled coherent states. Journal of the Optical Society of America B, 27(6) :A137, may 2010. (). [p. 56]

C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto. Indistinguishable photons from a single-photon device. Nature, 419(6907) :594, 2002. (). [p. 23]

L. Sapienza, M. Davanço, A. Badolato, and K. Srinivasan. Nanoscale optical positioning of single quantum dots for bright and pure single-photon emission. Nature Communications, 6 :7833, jul 2015. (). [p. 101 et 140]

E. Schrödinger. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik. Naturwissenschaften, 23(48) :807–812, 1935. [p. 3 et 24]

P. W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. SIAM Review, 41(2) :303–332, jan 1999. (). [p. 2]

C. Silberhorn, T. C. Ralph, N. Lütkenhaus, and G. Leuchs. Continuous variable quantum cryptography : Beating the 3 dB loss limit. Physical Review Letters, 89(16), sep 2002. [p. 56]

R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. Physical Review Letters, 55(22) :2409–2412, nov 1985. [p. 21]

N. Somaschi, V. Giesz, L. D. Santis, J. C. Loredo, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaítre, A. Auffeves, A. G. White, L. Lanco, and P. Senellart. Near-optimal single-photon sources in the solid state. Nature Photonics, 10(5) :340–345, mar 2016. (). [p. 101 et 140]

C. Sturm, D. Tanese, H. Nguyen, H. Flayac, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, D. Solnyshkov, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch. All-optical phase modulation in a cavity-polariton mach–zehnder interferometer. Nature Communications, 5, feb 2014. (). [p. 3]

D. V. Sychev, A. E. Ulanov, A. A. Pushkina, M. W. Richards, I. A. Fedorov, and A. I. Lvovsky. Enlargement of optical schrödinger's cat states. Nature Photonics, 11(6) :379–382, may 2017. (). [p. 4, 96 et 180]

M. S. Tame, K. R. McEnery, Ş. K. Ozdemir, J. Lee, S. A. Maier, and M. S. Kim. Quantum plasmonics. Nature Physics, 9(6) :329–340, jun 2013. (). [p. 3]

R. Thew, K. Nemoto, A. G. White, and W. J. Munro. Qudit quantum-state tomography. Physical Review A, 66(1) :012303, 2002. (). [p. 11]

Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. Physical Review Letters, 75 (25) :4710–4713, dec 1995. (). [p. 57]

A. B. U'Ren, C. Silberhorn, R. Erdmann, K. Banaszek, W. P. Grice, I. A. Walmsley, and M. G. Raymer. Generation of pure-state single-photon wavepackets by conditional preparation based on spontaneous parametric downconversion. Laser Physics, 15 :146, 2005. [p. 77, 100 et 169]

H. Vahlbruch, M. Mehmet, K. Danzmann, and R. Schnabel. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency. Physical Review Letters, 117(11), sep 2016. [p. 21]

H. M. Vasconcelos, L. Sanz, and S. Glancy. All-optical generation of states for "encoding a qubit in an oscillator". Optics Letters, 35(19) :3261, sep 2010. ( ). [p. 170]

P. Vernaz-Gris, K. Huang, M. Cao, A. S. Sheremet, and J. Laurat. Highly-efficient quantum memory for polarization qubits in a spatially-multiplexed cold atomic ensemble. Arxiv, 2017. ( ). [p. 141]

K. Vogel, V. M. Akulin, and W. P. Schleich. Quantum state engineering of the radiation field. Physical Review Letters, 71(12) :1816–1819, sep 1993. ( ). [p. 57]

G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Violation of bell's inequality under strict einstein locality conditions. Physical Review Letters, 81(23) :5039–5043, dec 1998. [p. 23]

A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. Review of Scientific Instruments, 71(5) :1929–1960, may 2000. ( ). [p. 100]

A. M. Weiner, A. M. Kan'an, and D. E. Leaird. High-efficiency blue generation by frequency doubling of femtosecond pulses in a thick nonlinear crystal. Optics Letters, 23(18) :1441, sep 1998. ( ). [p. 71]

J. Wenger. Dispositifs impulsionnels pour la communication quantique à variables continues. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2004. ( ). [p. 168]

A. G. White, D. F. James, P. H. Eberhard, and P. G. Kwiat. Nonmaximally entangled states : Production, characterization, and utilization. Physical review letters, 83(16) :3103, 1999. ( ). [p. 11]

T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn, and G. Rempe. Single-atom single-photon quantum interface. Science, 317(5837) :488–490, jul 2007. [p. 23]

J. Ye and S. T. Cundiff. Femtosecond optical frequency comb : principle, operation and applications. Springer Science & Business Media, 2005. [p. 42]

J. Yin, Y. Cao, Y.-H. Li, S.-K. Liao, L. Zhang, J.-G. Ren, W.-Q. Cai, W.-Y. Liu, B. Li, H. Dai, G.-B. Li, Q.-M. Lu, Y.-H. Gong, Y. Xu, S.-L. Li, F.-Z. Li, Y.-Y. Yin, Z.-Q. Jiang, M. Li, J.-J. Jia, G. Ren, D. He, Y.-L. Zhou, X.-X. Zhang, N. Wang, X. Chang, Z.-C. Zhu, N.-L. Liu, Y.-A. Chen, C.-Y. Lu, R. Shu, C.-Z. Peng, J.-Y. Wang, and J.-W. Pan. Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers. Science, 356(6343) :1140–1144, jun 2017. ( ). [p. 2]

X. Yin, S. Zhang, and Z. Tian. Refractive indices of biaxial crystals evaluated from the refractive indices ellipsoid equation. Optics & Laser Technology, 39(3) : 510–513, apr 2007. ( ). [p. 110]

J. Yoshikawa, K. Makino, S. Kurata, P. van Loock, and A. Furusawa. Creation, storage, and on-demand release of optical quantum states with a negative wigner function. Phys. Rev. X, 3(4), dec 2013. ( ). [p. 101, 141 et 164]

M. Yukawa, K. Miyata, T. Mizuta, H. Yonezawa, P. Marek, R. Filip, and A. Furusawa. Generating superposition of up-to three photons for continuous variable quantum information processing. Opt. Express, 21(5) :5529, feb 2013. (). [p. 59 et 180]

B. Yurke and D. Stoler. Generating quantum mechanical superpositions of macroscopically distinguishable states via amplitude dispersion. Physical Review Letters, 57(1) :13–16, jul 1986. (). [p. 56 et 57]

S. Zaske, A. Lenhard, C. A. Keßler, J. Kettler, C. Hepp, C. Arend, R. Albrecht, W.-M. Schulz, M. Jetter, P. Michler, and C. Becher. Visible-to-telecom quantum frequency conversion of light from a single quantum emitter. Physical Review Letters, 109(14), oct 2012. (). [p. 142]

A. Zavatta, M. Bellini, P. L. Ramazza, F. Marin, and F. T. Arecchi. Time-domain analysis of quantum states of light : noise characterization and homodyne tomography. Journal of the Optical Society of America B, 19(5) :1189, may 2002. (). [p. 131]

A. Zavatta, S. Viciani, and M. Bellini. Tomographic reconstruction of the single-photon fock state by high-frequency homodyne detection. Physical Review A, 70 (5), nov 2004. (). [p. 4]

B. Zysset, I. Biaggio, and P. Günter. Refractive indices of orthorhombic KNbO_3 i dispersion and temperature dependence. Journal of the Optical Society of America B, 9(3) :380, mar 1992. (). [p. 71]

**Résumé**

Ce travail porte sur le développement d'outils pour l'ingénierie quantique d'états non-classiques de la lumière. Trois axes différents sont étudiés qui, combinés ensembles, permettent d'obtenir un protocole efficace et polyvalent pour la génération d'états quantiques Ces états sont générés en tirant profit des avantages distincts des deux descriptions possibles de la lumière grâce à l'utilisation conjointe des variables discrètes et continues.

Le premier axe repose sur la réalisation de superpositions arbitraires d ?états de Fock à zéro et deux photons à partir de deux états à un photon indiscernables. Cette expérience permet, entre autre, de créer des superpositions d'états cohérents appelés états chats de Schrödinger optiques. Afin d'augmenter l'amplitude des états produits, une itération du procédé est possible.

Pour pouvoir rendre possible cette itération, nous augmentons dans un premier temps le taux de production de notre ressource de base : le photon unique. Pour cela, nous installons deux cavités optiques synchrones qui permettent d'accroître la puissance crête des impulsions du laser, exaltant ainsi les effets non-linéaires à l'origine de la production des photons.

Le dernier axe, consiste à réduire les problèmes liés à la création probabiliste des photons. Pour cela, une mémoire quantique a été implémentée, permettant de stocker puis d'extraire un photon sur demande. Le stockage d ?états contenant un et deux photons a été réalisé. Ce dispositif permettra à terme, en synchronisant l'état stocké avec l'arrivée d'un autre photon, de créer des états chats à l'intérieur même de la cavité.

**Abstract**

This work is focused on the development of tools for quantum state engineering of non-classical state of light. Three different directions are studied, which, when combined, lead to efficient and versatile protocols towards the generation of quantum states. Those states are produced by taking advantage of both descriptions of the light : the discrete and continuous variables of the light.

The first direction consists in the réalisation of arbitrary superpositions of zero and two-photon Fock states with two indistinguishable single-photon states. This protocol permits, among others, to create superpositions of coherent states called Schrödinger cat states. An iteration of the protocol could allow the growth of the amplitude of the state.

To realize such iteration, we increase the production rate of our basic resource, namely, the single photon.To do so, we implement two synchronous cavities allowing the increase of the peak power of the laser pulses, which ultimately enhanced the non-linear effect at the origin of the photon creation.

The last direction aims to solve the problems related to the probabilistic nature of the photon creation. In order to store and extract the single photons on demand, a quantum memory is implemented. The storage of single and two-photon states has been experimentally realized. This setup should allow in the near future, by synchronizing the state stored in the cavity with the income of another photon, to create a cat state inside the cavity itself.