



HAL
open science

Source intégrée de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications

François Mondain

► **To cite this version:**

François Mondain. Source intégrée de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications. Optique [physics.optics]. Université Côte d'Azur, 2020. Français. NNT : 2020COAZ4013 . tel-03000585

HAL Id: tel-03000585

<https://theses.hal.science/tel-03000585>

Submitted on 12 Nov 2020

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

Source intégrée de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications

par

François Mondain

Présentée en vue de l'obtention du grade docteur en Sciences de
l'Université Côte d'Azur
dans la spécialité: **Physique**

Dirigée par Sébastien Tanzilli DR CNRS, INPHYNI, UCA
et co-dirigée par Virginia D'Auria Maître de conférence HDR, INPHYNI, UCA.

Soutenue le 15/06/2020 à 14h à l'Institut de Physique de Nice
Devant le Jury composé de :

Fabrice	Mortessagne	Professeur des universités, INPHYNI, Université Côte d'Azur	Président
Eleni	Diamanti	Directrice de recherche CNRS, LiP6, Sorbonne Université	Examinatrice
Valentina	Parigi	Maître de conférence HDR, LKB, ENS-PSL et Sorbonne Université	Rapporteuse
Juan Ariel	Levenson	Directeur de recherche CNRS, C2N	Rapporteur
Sébastien	Tanzilli	Directeur de recherche CNRS, INPHYNI, Université Côte d'Azur	Directeur de thèse
Virginia	D'Auria	Maître de conférence HDR, INPHYNI, Université Côte d'Azur	Co-directrice de thèse
Alessandro	Zavatta	Chargé de recherche INO-CNR, LENS, Université de Florence	Membre Invité



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

Source intégrée de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications

Composition du jury :

Président

Fabrice Mortessagne Professeur des universités, INPHYNI,
Université Côte d'Azur

Examinatrice

Eleni Diamanti Directrice de recherche CNRS, LiP6,
Sorbonne Université

Rapporteurs

Valentina Parigi Maître de conférence HDR, LKB, ENS-PSL
et Sorbonne Université

Juan Ariel Levenson Directeur de recherche CNRS, C2N

Directeur de thèse

Sébastien Tanzilli Directeur de recherche CNRS, INPHYNI,
Université Côte d'Azur

Co-directrice de thèse

Virginia D'Auria Maître de conférence HDR, INPHYNI,
Université Côte d'Azur

Membre invité

Alessandro Zavatta Chargé de recherche INO-CNR, LENS,
Université de Florence

Résumé

Les récents progrès de la physique quantique en matière de manipulations d'objets quantiques individuels et/ou collectifs promettent une révolution dans les domaines de la communication, de la métrologie, de l'informatique et de la simulation. Plus spécifiquement, l'avènement des nouvelles technologies quantiques repose sur la génération, la manipulation et le contrôle d'états quantiques tels que l'intrication. Découverte il y a plus de 30 ans, la lumière comprimée s'est imposée comme un outil de choix pour la mise en œuvre des technologies quantiques, mais son utilisation souffre encore aujourd'hui d'un manque crucial de compacité, freinant ainsi la croissance de certaines réalisations en photonique quantique.

Pour pallier ce problème, nous avons développé une plateforme photonique compacte de génération et de détection de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications. Elle repose sur le mariage entre les composants à fibre optique standards à 1550 nm et de l'optique intégrée sur niobate de lithium (LiNbO_3), permettant d'obtenir un montage compact, facilement reconfigurable sans qu'aucun alignement ne soit nécessaire (plug-and-play). Grâce à cette approche, nous avons pu mesurer jusqu'à -2 dB de compression pour une puissance de pompe continue de 40 mW, ouvrant ainsi la voie vers la réalisation de systèmes compacts de variables continues en dehors du cadre des laboratoires.

Afin de mieux comprendre les limites de notre système expérimental, nous nous sommes également intéressés aux propriétés photoréfractives du niobate de lithium, c'est-à-dire à la variation de son indice optique en fonction de l'intensité lumineuse qui le traverse. En régime de variables continues, là où les puissances optiques peuvent être relativement élevées, ces effets peuvent durablement affecter le fonctionnement des circuits photoniques intégrés sur LiNbO_3 . Pour cette raison, une étude précise de la photoréfraction a également été accomplie afin d'optimiser la génération et la détection de la lumière comprimée sur puce LiNbO_3 .

Mots clés : lumière comprimée, optique intégrée, photonique, niobate de lithium, variables continues, photoréfraction.

Abstract

Recent progress in quantum physics predicts a future revolution in the fields of communication, sensing, computing and simulation which rely on our ability to generate and control quantum states such as entanglement. Discovered more than thirty years ago, squeezed light has rapidly become an important tool for the implementation of quantum technologies, but its use still suffers from a lack of compactness which limits the growth of quantum photonics realisations.

To tackle this issue, we develop a compact photonic platform to generate and detect squeezed light at telecom wavelengths. It is built upon an association between off the shelf telecom components and integrated optics on lithium niobate (LiNbO_3) allowing a compact, and easy reconfigurable setup, without any alignment (plug-and-play). With this original approach, we directly measure up to -2dB shot noise reduction for a CW pump power of 40 mW, opening the way to out-of-the lab continuous variable implementations.

In order to fully understand the limits of our experimental setup, we also investigate the photorefractive properties of the LiNbO_3 , which means its intensity dependant refractive index. This effect could be a great issue in CV experiments, where high pump powers near visible wavelengths are needed. For this reason, we also study precisely the photorefractive effect in order to optimise the generation and the detection of squeezed light in integrated lithium niobate photonics circuits.

Keywords: squeezed light, integrated optics, photonics, lithium niobate, continuous variables, photorefractive.

Table des matières

Résumé	7
Abstract	9
Table des matières	11
Introduction Générale	15
1 Optique quantique en régime de variables continues	19
1.1 Théorie quantique de la lumière	20
1.1.1 Quantification du champ électromagnétique	20
1.1.2 Fluctuations quantiques sur les états de Fock	23
1.1.3 Quadratures	24
1.1.4 Etats cohérents	25
1.1.5 Etats comprimés monomodes	28
1.1.6 Statistique des photons	29
1.2 Génération de lumière comprimée	33
1.2.1 Historique des différentes techniques	33
1.2.2 Optique non linéaire sur niobate de lithium	40
1.3 Détection de la lumière comprimée	43
1.3.1 Détection homodyne idéale	43
1.3.2 Détection homodyne non équilibrée	46
1.3.3 Influence des pertes sur la compression	47
1.3.4 Détection compacte et efficace de lumière comprimée	49
1.4 Conclusion	50
2 Optique intégrée sur niobate de lithium	53
2.1 Propriétés du niobate de lithium	54
2.1.1 Propriétés structurelles	54
2.1.2 Propriétés linéaires	54
2.1.3 Propriétés non linéaires	56
2.2 Fabrication des guides d'ondes polarisés périodiquement	62
2.2.1 Les différentes techniques de fabrication	62
2.2.2 Polarisation périodique du substrat	66
2.3 Caractérisation des guides d'ondes PPLN	66
2.3.1 Mesure des pertes à la propagation	66

2.3.2	Accord de phase	67
2.3.3	Fluorescence paramétrique	69
2.4	Coupleur intégré sur niobate de lithium	70
3	Génération et manipulation de lumière comprimée sur puce	75
3.1	Présentation du dispositif expérimental	76
3.2	Mise en forme des faisceaux	77
3.2.1	Laser	77
3.2.2	Contrôleur de phase	79
3.2.3	Etage de doublage	81
3.3	Puce optique de niobate de lithium pour la génération et la manipulation de la lumière comprimée	82
3.3.1	Présentation	82
3.3.2	Gain paramétrique	84
3.3.3	Photoréfraction	87
3.3.4	Recherche du point de fonctionnement	89
3.3.5	Mesure de la compression : mécanismes parasites.	91
3.4	Détection homodyne équilibrée	97
3.5	Mesure du niveau de compression	103
3.6	Conclusion	106
4	Effets photoréfractifs sur niobate de lithium	109
4.1	L'effet photoréfractif	110
4.1.1	Description	110
4.1.2	Modèle théorique	112
4.2	Influence de l'effet photoréfractif sur les conditions de guidage	114
4.2.1	Etude de la transmission	114
4.2.2	Influence de l'effet photoréfractif sur les propriétés non linéaires des guides d'ondes	119
4.2.3	Résonateurs optiques intégrés	121
4.3	Influence de la photoréfraction sur le comportement des coupleurs directionnels	125
4.4	Conclusion	128
	Conclusion Générale	131
	Bibliographie	133

Introduction Générale

Les récents progrès dans la manipulation des systèmes quantiques, ont permis l'émergence d'applications uniques, promettant un bouleversement de notre quotidien. Elles reposent sur ses propriétés contres-intuitives telles que l'intrication ou la réduction du paquet d'ondes. Elles permettent la réalisation d'ordinateurs surpuissants en termes de temps de calcul, de systèmes de cryptographie inviolables dont la sécurité ne repose plus sur des algorithmes mathématiques mais sur des lois physiques, de capteurs ultra précis et de méthodes de simulation à capacités augmentées. C'est ce qu'on appelle les technologies quantiques [1].

Dans un monde de plus en plus connecté et surveillé, les gouvernements ont compris très tôt l'importance de ces technologies novatrices sur la souveraineté nationale. Les grandes puissances mondiales ont toutes lancé des programmes massifs d'investissements afin de créer les réseaux de communication de demain [2]. Par exemple, l'union européenne a démarré en 2018 le quantum flagship, un programme d'investissement de 1 milliard d'euros sur 10 ans dédié aux technologies quantiques [3]. Les grandes entreprises technologiques comme Google, Intel, IBM ou encore Toshiba sont également intéressées et chacune d'entre elles possède ses propres équipes de recherche [2].

Ces différentes technologies reposent toutes sur la génération et le contrôle d'états quantiques parmi lesquels la lumière comprimée joue un rôle prépondérant. La réduction du bruit sous le bruit quantique standard permet d'améliorer la précision de nombreux systèmes de détection [4]. On peut citer, entre autres, la détection des ondes gravitationnelles [5, 6], les magnétomètres [7], l'imagerie [8], ou encore les systèmes gyroscopiques fibrés [9]. La lumière comprimée est également bien adaptée à la caractérisation de systèmes biologiques, là où les puissances optiques requises sont faibles [10]. Une autre application intéressante est la distribution quantique de clés secrètes, plus connue sous le nom de cryptographie quantique [11]. La diminution du bruit quantique standard peut être partagée entre deux utilisateurs pour échanger de l'information [12] où bien servir à l'implémentation de protocoles de communication quantique [13, 14]. Enfin, la lumière comprimée sert également à la génération d'états de type chats de Schrödinger [15], des états très utiles pour la réalisation d'ordinateurs quantiques [16].

Tous ces exemples soulignent l'importance de la lumière comprimée pour le développement d'applications innovantes. Pour faciliter l'implémentation future des réseaux de communication quantique, il est important que cette ressource

opère aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques, c'est-à-dire dans la bande C des télécoms (1530-1565 nm) pour pouvoir par la suite être raccordé facilement au réseau classique déjà déployé. Jusqu'à présent, la génération et la détection de lumière comprimée repose principalement sur l'utilisation de cavités optiques de volume, dont la mise en œuvre expérimentale s'accompagne d'un encombrement important et d'un alignement souvent complexe, empêchant le déploiement de cette ressource en dehors du cadre des laboratoires (voir sections 1.2.2.2 et 1.3.4).

L'objectif de cette thèse est d'utiliser l'optique intégrée sur niobate de lithium (LiNbO_3) (cf chapitre 2) pour réaliser une preuve de principe d'une puce compacte permettant la génération et la détection de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications. L'idée sous-jacente réside dans la mise en place d'un système simple d'utilisation, afin de favoriser l'émergence des technologies quantiques. Ce travail s'articule autour de quatre chapitres dont le lecteur peut avoir un aperçu ci-dessous :

Chapitre 1 : Optique quantique en régime de variables continues.

Ce premier chapitre est consacré à la définition des notions d'optique quantique nécessaires à la compréhension du manuscrit. Nous commencerons par définir les états cohérents et comprimés, puis nous expliquerons les différentes méthodes expérimentales de génération et de détection de la lumière comprimée. Nous réaliserons également un état de l'art exhaustif de la génération de la lumière comprimée afin d'explicitier les raisons qui nous poussent à utiliser l'optique intégrée sur LiNbO_3 .

Chapitre 2 : Optique intégrée sur niobate de lithium.

Ce chapitre est dédié à l'étude des circuits photoniques sur LiNbO_3 . Il contient une description des propriétés linéaires et non linéaires de ce matériau, une revue des différentes techniques de fabrication utilisées dans le cadre de ce manuscrit ainsi que les méthodes de caractérisation des pertes optiques et de l'accord de phase.

Chapitre 3 : Génération et manipulation de lumière comprimée sur puce.

Nous présenterons au travers de ce chapitre la réalisation expérimentale d'une puce intégrée permettant la génération et la manipulation de lumière comprimée à 1560 nm sur une plateforme LiNbO_3 . Cette preuve de concept repose uniquement sur l'utilisation de composants à fibre optique standards et de l'optique intégrée sur LiNbO_3 , ce qui permet d'obtenir un montage simple et compact, sans qu'aucun alignement ne soit nécessaire.

Chapitre 4 : Effets photoréfractifs sur niobate de lithium.

Les expériences de variables continues nécessitent d'utiliser des puissances optiques relativement élevées, qui génèrent à l'intérieur du cristal de LiNbO_3 d'importants effets photoréfractifs. Ce changement local de l'indice optique peut durement modifier le fonctionnement des circuits photoniques intégrés. Dans ce dernier chapitre, nous étudierons précisément ces effets pour perfectionner les expériences de compression sur LiNbO_3 .

1 Optique quantique en régime de variables continues

Sommaire

1.1	Théorie quantique de la lumière	20
1.1.1	Quantification du champ électromagnétique	20
1.1.2	Fluctuations quantiques sur les états de Fock	23
1.1.3	Quadratures	24
1.1.4	Etats cohérents	25
1.1.5	Etats comprimés monomodes	28
1.1.6	Statistique des photons	29
1.1.6.1	Etat cohérent	30
1.1.6.2	Etat Comprimé monomode	31
1.2	Génération de lumière comprimée	33
1.2.1	Historique des différentes techniques	33
1.2.1.1	Vapeur atomique	34
1.2.1.2	Fibre Optique	35
1.2.1.3	Fluorescence paramétrique	37
1.2.1.4	Diodes lasers	39
1.2.1.5	Synthèse	40
1.2.2	Optique non linéaire sur niobate de lithium	40
1.2.2.1	Définition	40
1.2.2.2	Un outil compact de génération	42
1.3	Détection de la lumière comprimée	43
1.3.1	Détection homodyne idéale	43
1.3.2	Détection homodyne non équilibrée	46
1.3.3	Influence des pertes sur la compression	47
1.3.4	Détection compacte et efficace de lumière comprimée	49
1.4	Conclusion	50

Nous allons présenter dans ce premier chapitre les développements théoriques nécessaires à la compréhension du manuscrit. Nous commencerons par définir les états quantiques de la lumière précédemment introduit, puis nous poursuivrons avec une description concise de la génération de ces états ainsi que de leur détection.

1.1 Théorie quantique de la lumière

Pour rédiger cette section, nous nous sommes appuyés sur les ouvrages suivants [17-22]. Le lecteur souhaitant approfondir ses connaissances en la matière pourra s'y référer.

1.1.1 Quantification du champ électromagnétique

Afin de décrire la quantification du champ, nous allons suivre l'approche définie dans le livre de C.C. Gerry et P.L. Knight [17].

A partir des équations de Maxwell établies dans le vide, il est possible de définir les champs électrique et magnétique au cours du temps d'une onde monomode contenue dans une cavité 1d de longueur L , orientée selon l'axe z :

$$E_x(z, t) = \sqrt{\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0}} q(t) \sin(kz), \quad (1.1)$$

$$B_y(z, t) = \frac{\mu_0\epsilon_0}{k} \sqrt{\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0}} p(t) \cos(kz), \quad (1.2)$$

où ω représente la pulsation du mode de fréquence ν ($\omega = 2\pi\nu$), k est le vecteur d'onde associé ($k = \frac{\omega}{c}$ avec c la vitesse de la lumière). V est le volume effectif de la cavité et $q(t)$ et $p(t)$ sont la position et le moment canonique reliés entre eux par la relation $p(t) = \frac{dq}{dt}$. ϵ_0 est la permittivité du vide et μ_0 représente la constante magnétique.

Une fois obtenues les expressions de $E_x(z, t)$ et $B_y(z, t)$, on peut maintenant déterminer le hamiltonien H du système :

$$H = \frac{1}{2} \int [\epsilon_0 E_x(z, t)^2 + \frac{1}{\mu_0} B_y(z, t)^2] dV,$$

que l'on identifie à,

$$H = \frac{1}{2}(p^2 + \omega^2 q^2). \quad (1.3)$$

On reconnaît ici l'expression du Hamiltonien de l'oscillateur harmonique classique. On applique ensuite la quantification du champ électromagnétique pour transformer le Hamiltonien classique en Hamiltonien quantique. On remplace

les grandeurs classiques q, p par leurs homologues quantiques \hat{q}, \hat{p} qui vérifient la relation de commutation canonique suivante :

$$[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar. \quad (1.4)$$

On fait de même pour $E_x(z, t)$ et $B_y(z, t)$:

$$\hat{E}_x(z, t) = \sqrt{\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0}} \hat{q}(t) \sin(kz), \quad (1.5)$$

$$\hat{B}_y(z, t) = \frac{\mu_0\epsilon_0}{k} \sqrt{\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0}} \hat{p}(t) \cos(kz). \quad (1.6)$$

En remplaçant dans l'expression (1.3), on obtient l'opérateur Hamiltonien de l'oscillateur harmonique quantique :

$$\hat{H} = \frac{1}{2}(\hat{p}^2 + \omega^2 \hat{q}^2). \quad (1.7)$$

On reconnaît ici l'expression du Hamiltonien de l'oscillateur harmonique classique. On définit ensuite les opérateurs d'annihilation \hat{a} et de création \hat{a}^\dagger de photons tels que :

$$\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}}(\omega\hat{q} + i\hat{p}), \quad (1.8)$$

$$\hat{a}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}}(\omega\hat{q} - i\hat{p}), \quad (1.9)$$

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1. \quad (1.10)$$

Par substitution dans l'expression (1.7), on obtient :

$$\hat{H} = \hbar\omega(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}). \quad (1.11)$$

On peut désormais chercher les valeurs propres de \hat{H} . Soit $|n\rangle$ un état d'énergie propre de \hat{H} , avec pour valeur propre E_n :

$$\hat{H} |n\rangle = E_n |n\rangle. \quad (1.12)$$

Si on multiplie cette équation à gauche par \hat{a}^\dagger on obtient :

$$\hbar\omega(\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\hat{a}^\dagger) |n\rangle = E_n\hat{a}^\dagger |n\rangle.$$

En utilisant la relation (1.10) on a finalement :

$$\hat{H}(\hat{a}^\dagger |n\rangle) = (E_n + \hbar\omega)(\hat{a}^\dagger |n\rangle). \quad (1.13)$$

$\hat{a}^\dagger |n\rangle$ est donc vecteur propre de \hat{H} avec pour valeur propre $E_n + \hbar\omega$.
Avec la même approche on trouve que :

$$\hat{H}(\hat{a} |n\rangle) = (E_n - \hbar\omega)(\hat{a} |n\rangle). \quad (1.14)$$

On comprend ainsi mieux les appellations d'opérateurs création (annihilation) données à $\hat{a}^\dagger(\hat{a})$ puisque \hat{a}^\dagger crée un quanta d'énergie $\hbar\omega$ et \hat{a} en détruit un. Toutefois, on ne peut pas appliquer indéfiniment l'opérateur d'annihilation puisqu'il existe un niveau d'énergie fondamental ($|0\rangle$), le mode du vide en dessous duquel il n'est plus possible de descendre. Par définition,

$$\hat{a} |0\rangle = 0. \quad (1.15)$$

L'énergie de l'état fondamental vaut donc :

$$\begin{aligned} \hat{H} |0\rangle &= \hbar\omega(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}) |0\rangle, \\ \hat{H} |0\rangle &= \frac{1}{2}\hbar\omega |0\rangle. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Contre toute attente, l'énergie du vide n'est pas nulle mais vaut $\frac{\hbar\omega}{2}$, c'est-à-dire que le mode du vide contient en moyenne $\frac{1}{2}$ photons.

Enfin, comme $E_{n+1} = E_n + \hbar\omega$ les valeurs propres de l'énergie sont donc :

$$E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2}), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.17)$$

Les différents niveaux d'énergie n ont donc une valeur d'énergie bien quantifiée. Les états d'énergie $|n\rangle$ s'appellent également les états de Fock.

L'opérateur annihilation \hat{a} supprime un quanta d'énergie $\hbar\omega$, appliqué à $|n\rangle$, son action se traduit donc par une baisse de l'énergie de l'état d'un niveau. Ainsi,

$$\hat{a} |n\rangle = c_n |n-1\rangle, \quad (1.18)$$

avec c_n une constante. Les états de Fock vérifient :

$$\langle n | n \rangle = 1. \quad (1.19)$$

Appliqué à (1.18) on obtient :

$$\begin{aligned} \langle n | \hat{a}^\dagger (\hat{a} |n\rangle) &= \langle n | \hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle = n, \\ &= \langle n-1 | c_n^* c_n |n-1\rangle = |c_n|^2. \end{aligned}$$

On trouve finalement :

$$|c_n|^2 = n \Rightarrow c_n = \sqrt{n}.$$

L'action de \hat{a} sur $|n\rangle$ vaut donc :

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle. \quad (1.20)$$

De même, on peut trouver pour l'opérateur de création \hat{a}^\dagger :

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle. \quad (1.21)$$

1.1.2 Fluctuations quantiques sur les états de Fock

Les états de Fock $|n\rangle$ sont des états dont l'énergie est bien définie. En revanche, il est plus difficile de définir leurs champs électriques puisqu'ils fluctuent au cours du temps [17]. Les fluctuations d'une observable \hat{O} quelconque sont définies par la variance :

$$\Delta \hat{O}^2 = \langle \hat{O}^2 \rangle - \langle \hat{O} \rangle^2, \quad (1.22)$$

où $\langle \hat{O} \rangle$ représente la valeur moyenne de l'opérateur \hat{O} . Parfois, on préfère utiliser l'écart type de \hat{O} :

$$\Delta \hat{O} = \sqrt{\Delta \hat{O}^2}. \quad (1.23)$$

Afin de pouvoir évaluer les fluctuations du champ électrique, il est nécessaire d'écrire $\hat{E}_x(z, t)$ en fonction de \hat{a} et \hat{a}^\dagger . Pour cela, on utilise l'équation d'Heisenberg pour pouvoir exprimer \hat{a} et \hat{a}^\dagger en fonction du temps :

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{a}}{dt} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{a}], \\ &= -i\omega [\hat{a}, \hat{a}^\dagger] \hat{a}, \\ &= -i\omega \hat{a}. \end{aligned}$$

On obtient :

$$\hat{a}(t) = \hat{a}(0)e^{-i\omega t}. \quad (1.24)$$

De même pour \hat{a}^\dagger :

$$\hat{a}^\dagger(t) = \hat{a}^\dagger(0)e^{i\omega t}. \quad (1.25)$$

Enfin, à l'aide des expressions (1.8) et (1.9), on trouve l'expression de $\hat{E}_x(z, t)$:

$$\hat{E}_x(z, t) = \epsilon_0(\hat{a}e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t})\sin(kz), \quad (1.26)$$

où on a posé $\hat{a}(0) = \hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger(0) = \hat{a}^\dagger$.
 Pour finir, on calcule la variance :

$$\Delta \hat{E}_x(z, t)^2 = \langle n | \hat{E}_x(z, t)^2 | n \rangle - \langle n | \hat{E}_x(z, t) | n \rangle^2. \quad (1.27)$$

Grâce aux expressions (1.20) et (1.21), on voit que la moyenne du champ électrique est nulle, seule la moyenne du champ au carré oscille :

$$\Delta \hat{E}_x(z, t)^2 = 2\epsilon_0 \sin^2(kz) \left(n + \frac{1}{2}\right). \quad (1.28)$$

On remarquera que même si $n=0$, la variance est non nulle, même l'état fondamental possède des fluctuations de son champ électrique. On les appelle les fluctuations du vide.

$$\Delta \hat{E}_x(z, t)_{vide}^2 = \epsilon_0 \sin^2(kz). \quad (1.29)$$

1.1.3 Quadratures

A partir des opérateurs de création et annihilation, il est possible de définir les opérateurs quadratures du champ électromagnétiques \hat{Q}, \hat{P} :

$$\hat{Q} = \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger + \hat{a}), \quad (1.30)$$

$$\hat{P} = \frac{i}{2}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}), \quad (1.31)$$

$$[\hat{Q}, \hat{P}] = \frac{i}{2}. \quad (1.32)$$

Ils correspondent aux opérateurs adimensionnels de position et de mouvement (\hat{q}, \hat{p}) obtenus à partir des relations (1.8) et (1.9). On peut ensuite faire apparaître les quadratures dans l'expression du champ électrique (1.26) :

$$\hat{E}_x(z, t) = 2\epsilon_0(\hat{Q}\cos(\omega t) + \hat{P}\sin(\omega t))\sin(kz). \quad (1.33)$$

On remarque que \hat{Q}, \hat{P} sont associés à des champs oscillants de mêmes fréquences (ωt) . Ces deux champs étant déphasés entre eux de 90° , ils oscillent en quadrature l'un par rapport à l'autre.

Selon la relation d'incertitude tel que défini dans la référence [19], pour deux opérateurs \hat{A}, \hat{B} quelconques :

$$\Delta \hat{A}^2 \Delta \hat{B}^2 \geq \frac{|[\hat{A}, \hat{B}]|^2}{4}.$$

Appliqué aux quadratures, il vient :

$$\Delta \hat{Q}^2 \Delta \hat{P}^2 \geq \frac{1}{16}. \quad (1.34)$$

Il n'est donc pas possible de déterminer précisément \hat{Q} et \hat{P} pour un même état. Pour les états de Fock, on a à l'aide des expressions (1.20) et (1.21) :

$$\langle n | \hat{Q} | n \rangle = \frac{1}{2} \langle n | \hat{a}^\dagger + \hat{a} | n \rangle = 0, \quad (1.35)$$

$$\begin{aligned} \langle n | \hat{Q}^2 | n \rangle &= \frac{1}{4} \langle n | \hat{a}^2 + (\hat{a}^\dagger)^2 + \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{a} \hat{a}^\dagger | n \rangle, \\ &= \frac{1}{4} (2n + 1). \end{aligned} \quad (1.36)$$

On trouve de manière identique pour \hat{P} :

$$\langle n | \hat{P} | n \rangle = 0, \quad (1.37)$$

$$\langle n | \hat{P}^2 | n \rangle = \frac{1}{4} (2n + 1). \quad (1.38)$$

Finalement, la variance des quadratures vaut :

$$\Delta \hat{Q}_{|n\rangle}^2 = \Delta \hat{P}_{|n\rangle}^2 = \frac{1}{4} (2n + 1). \quad (1.39)$$

On peut voir que la variance dépend uniquement de n . Elle atteint sa valeur minimale de $\frac{1}{4}$ à l'état fondamental ($n = 0$). Dans ce cas là, on obtient :

$$\Delta \hat{Q}_{vide}^2 \Delta \hat{P}_{vide}^2 = \frac{1}{16}. \quad (1.40)$$

Le vide est donc un état d'incertitude minimale.

1.1.4 Etats cohérents

L'équivalent quantique d'une onde électromagnétique comme définie en (1.1) et (1.2) est un état cohérent $|\alpha\rangle$. Les états cohérents sont des états propres de \hat{a} :

$$\hat{a} |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle, \quad (1.41)$$

où $\alpha = |\alpha| e^{i\phi}$ est un nombre complexe d'amplitude $|\alpha|$ et de phase ϕ . Le nombre de photons au sein d'un faisceau laser fluctue au cours du temps. Il n'est donc pas adéquat d'utiliser les états de Fock pour les décrire. En revanche, les états cohérents présentés dans cette section offrent une description bien plus adaptée à l'étude des faisceaux lasers [17, 19, 23]. Les états cohérents peuvent s'écrire

comme une superposition cohérente d'états de Fock :

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle. \quad (1.42)$$

Si on multiplie (1.42) par \hat{a} à gauche et à droite on a :

$$\begin{aligned} \hat{a} |\alpha\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n \hat{a} |n\rangle, \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sqrt{n} |n-1\rangle, \\ &= \alpha \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle. \end{aligned}$$

On en déduit que :

$$\begin{aligned} C_n \sqrt{n} &= \alpha C_{n-1}, \\ C_n &= \frac{\alpha}{\sqrt{n}} C_{n-1}. \end{aligned}$$

Par récursivité, on obtient :

$$|\alpha\rangle = C_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (1.43)$$

On applique la condition de normalisation pour trouver C_0 :

$$\begin{aligned} \langle \alpha | \alpha \rangle &= 1, \\ &= |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha^{2n}|}{n!}, \\ &= |C_0|^2 e^{|\alpha|^2}. \end{aligned}$$

Finalement, on obtient l'expression de l'état cohérent :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (1.44)$$

Son nombre moyen de photons \bar{n} vaut :

$$\bar{n} = \langle \alpha | \hat{n} | \alpha \rangle = |\alpha|^2. \quad (1.45)$$

Si on s'intéresse aux fluctuations des quadratures de l'état cohérent :

$$\begin{aligned}\Delta \hat{Q}_{|\alpha\rangle}^2 &= \langle \alpha | \hat{Q}^2 | \alpha \rangle - \langle \alpha | \hat{Q} | \alpha \rangle^2, \\ &= \frac{1}{4}.\end{aligned}\quad (1.46)$$

On trouve un résultat identique pour \hat{P} :

$$\Delta \hat{P}_{|\alpha\rangle}^2 = \frac{1}{4}.\quad (1.47)$$

L'état cohérent possède donc les mêmes fluctuations que celles montrées précédemment pour le mode du vide, et comme lui c'est un état d'incertitude minimale :

$$\Delta \hat{Q}_{|\alpha\rangle} \Delta \hat{P}_{|\alpha\rangle} = \frac{1}{16}.\quad (1.48)$$

Il est possible de représenter dans un diagramme des phases un état cohérent sous la forme d'un cercle de rayon $\frac{1}{2}$ centré en fonction de son amplitude ($|\alpha|$), et de sa phase (ϕ)(cf Figure 1.1).

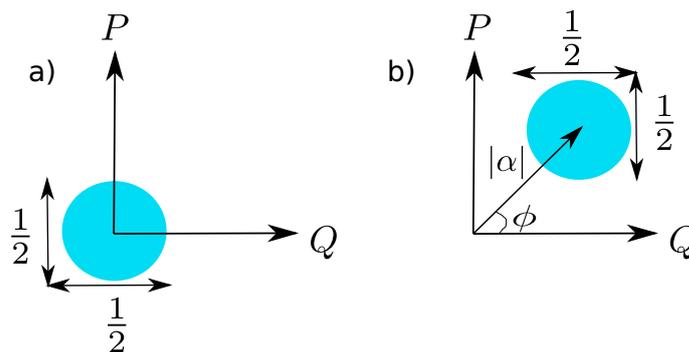


FIGURE 1.1 – Représentation dans l'espace des phases de : a) l'état du vide (un état cohérent d'amplitude nulle) ; b) un état cohérent quelconque d'amplitude $|\alpha|$ et de phase ϕ .

Comme prévu par les expressions (1.46) et (1.47), l'état cohérent possède les mêmes fluctuations quantiques que celles de l'état du vide. Pour passer de l'un à l'autre, il suffit juste de translater par un vecteur d'angle ϕ et de norme $|\alpha|$. Cela se traduit par l'action de l'opérateur déplacement \hat{D} sur l'état du vide $|0\rangle$ défini tel que [23] :

$$\hat{D}(\alpha) = e^{\alpha\hat{a} - \alpha^*\hat{a}^\dagger},\quad (1.49)$$

$$\hat{D}^\dagger(\alpha)\hat{a}^\dagger\hat{D}(\alpha) = \hat{a}^\dagger + \alpha^*,\quad (1.50)$$

$$\hat{D}^\dagger(\alpha)\hat{a}\hat{D}(\alpha) = \hat{a} + \alpha.\quad (1.51)$$

On peut alors définir les états cohérents comme des états du vide "déplacés" [17] :

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha) |0\rangle. \quad (1.52)$$

1.1.5 Etats comprimés monomodes

Les états cohérents sont des états d'incertitude minimale, ils ont la même incertitude sur chacune des quadratures. Toutefois, il existe des états "asymétriques" appelés états comprimés, traduction de l'anglais "squeezed states", qui n'ont pas la même incertitude sur chacune des quadratures. Ils sont parfois appelés dans la littérature "squeezed vacuum" car leur représentation dans l'espace des phases (cf Figure 1.2) ressemble à celle du vide (voir Figure 1.1a) que l'on aurait comprimé. Toutefois, comme nous le verrons par la suite ces états ne contiennent pas que du vide. Les états comprimés monomodes peuvent être définis à l'aide de l'opérateur compression \hat{S} [18] :

$$\hat{S} = e^{\frac{1}{2}(\xi^* \hat{a}^2 - \xi \hat{a}^{\dagger 2})}. \quad (1.53)$$

Avec $\xi = se^{i\theta}$ où s représente le facteur et θ l'angle de compression. Son action sur \hat{a}, \hat{a}^\dagger se traduit par :

$$\hat{S}^\dagger \hat{a} \hat{S} = \hat{a} \cosh(s) - \hat{a}^\dagger e^{i\theta} \sinh(s), \quad (1.54)$$

$$\hat{S}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{S} = \hat{a}^\dagger \cosh(s) - \hat{a} e^{-i\theta} \sinh(s). \quad (1.55)$$

\hat{S} est un opérateur unitaire :

$$\hat{S} \hat{S}^\dagger = \hat{S}^\dagger \hat{S} = 1. \quad (1.56)$$

On peut maintenant calculer la variance des quadratures pour un état du vide comprimé monomode quelconque $\hat{S} |0\rangle$ à l'aide des expressions ci-dessus [18] :

$$\Delta \hat{Q}_{\hat{S}|0}^2 = \frac{1}{4} [e^{2s} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + e^{-2s} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)], \quad (1.57)$$

$$\Delta \hat{P}_{\hat{S}|0}^2 = \frac{1}{4} [e^{2s} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + e^{-2s} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)]. \quad (1.58)$$

On obtient deux variances qui ne sont plus constantes comme pour l'état cohérent et qui oscillent en fonction de θ . L'extremum est atteint pour $\theta = 0$ (π) :

$$\Delta \hat{Q}_{\hat{S}|0}^2 = \frac{1}{4} e^{-2s}, \quad \Delta \hat{P}_{\hat{S}|0}^2 = \frac{1}{4} e^{2s}. \quad (1.59)$$

On peut ainsi voir l'anti-compression (l'augmentation) selon \hat{P} des fluctuations par rapport aux fluctuations du vide d'un facteur e^{2s} et la compression selon \hat{Q}

d'un facteur e^{-2s} . On définit le niveau de compression n_{comp} comme :

$$n_{comp} = 10 \log(e^{-2s}) [dB]. \quad (1.60)$$

Par exemple un niveau de compression de -10 dB signifie une réduction des fluctuations du vide d'un facteur 10. Comme souligné dans l'introduction générale, cette compression permet l'émergence de nombreuses applications prometteuses.

Ces états sont eux aussi des états d'incertitude minimale :

$$\Delta \hat{Q}_{\hat{S}|0\rangle} \Delta \hat{P}_{\hat{S}|0\rangle} = \frac{1}{16}. \quad (1.61)$$

Dans l'espace des phases, ces états ne peuvent plus être représentés par des cercles comme leurs fluctuations sont "asymétriques". On peut les représenter par des ellipses dont la longueur des axes dépend de l'écart type des fluctuations. La Figure 1.2 ci-dessous présente différentes situations de compression d'états.

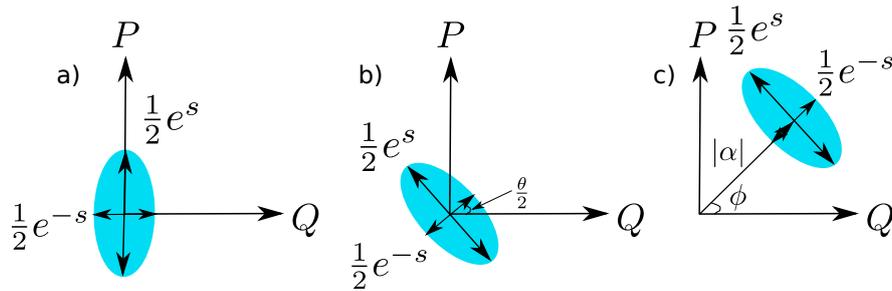


FIGURE 1.2 – Représentation dans l'espace des phases de :
a) Etat comprimé du vide sur \hat{Q} ($\theta = 0$). b) Etat comprimé du vide (s, θ) quelconque.
c) Etat du vide comprimé déplacé d'amplitude $|\alpha|$ et de phase ϕ .

Notamment, les Figures 1.2a,b représentent les états comprimés monomodes définis précédemment. Par ailleurs, on observe sur la Figure 1.2c une translation dans l'espace des phases comme pour le vide et l'état cohérent (cf Figure 1.1b). Il s'agit d'un état du vide comprimé déplacé défini par l'application de l'opérateur déplacement sur un état du vide comprimé ($\hat{D}\hat{S}|0\rangle$).

Nous verrons dans la section 1.2.2.1 comment générer les états comprimés monomodes à l'aide de l'optique non linéaire.

1.1.6 Statistique des photons

Dans cette partie, nous nous intéressons à la statistique des photons dans les états étudiés précédemment, c'est-à-dire à leur décomposition dans la base des états de Fock ce qui nous permettra de mettre en valeur leurs propriétés.

1.1.6.1 Etat cohérent

L'expression d'un état cohérent est donnée par (cf (1.44)) :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle.$$

On a donc :

$$P(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} e^{-|\alpha|^2}. \quad (1.62)$$

Pour un état cohérent, le nombre moyen de photons \bar{n} vaut :

$$\bar{n} = \langle \alpha | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \alpha \rangle = |\alpha|^2. \quad (1.63)$$

Finalement, on obtient :

$$P(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}. \quad (1.64)$$

On reconnaît une distribution de Poisson prise pour un nombre moyen de photons \bar{n} , comme le montre la Figure 1.3.

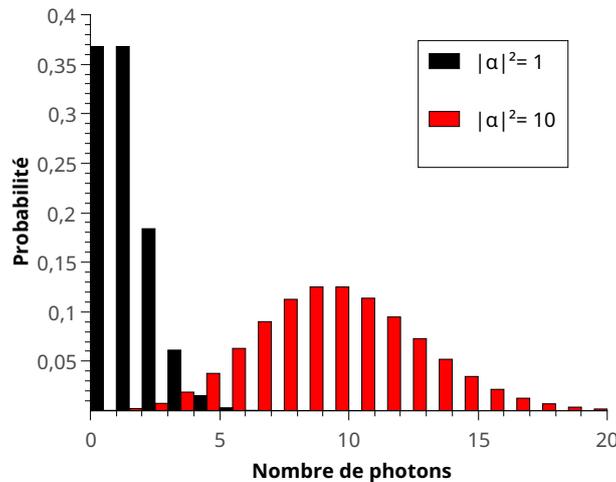


FIGURE 1.3 – Distribution du nombre de photons pour un état cohérent avec un nombre moyen de photons $|\alpha|^2$ de 1 (noir) et de 10 (rouge).

On calcule ensuite les fluctuations de \hat{n} :

$$\Delta \hat{n}^2 = \bar{n}. \quad (1.65)$$

On obtient finalement

$$\Delta \hat{n} = \sqrt{\bar{n}}, \quad (1.66)$$

ce qui correspond bien à une distribution de Poisson. Le nombre de photons qui peuplent un état cohérent n'est donc pas constant au cours du temps. Au sein d'un faisceau laser, les particules sont plus ou moins espacées entre elles, formant des "paquets de photons" dont la composition varie et est définie par l'expression (1.62), comme le montre schématiquement la Figure 1.4.

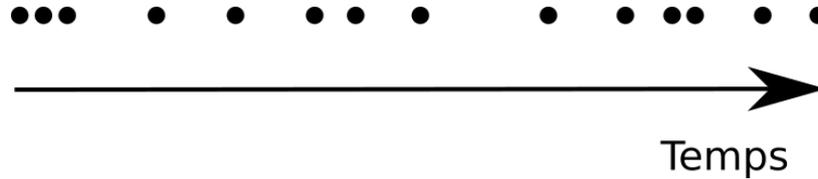


FIGURE 1.4 – Répartition poissonnienne des photons au sein d'un faisceau laser.

Il en résulte des variations d'intensité du champ lumineux. Ce bruit s'appelle le bruit de grenaille ou "shot noise" en anglais et sert de référence pour la mesure de la compression.

1.1.6.2 Etat Comprimé monomode

Par décomposition d'un état comprimé monomode ($\hat{S}|0\rangle$) sur la base des états de Fock, on obtient d'après la référence [17] :

$$P(2n) = |\langle 2n | \hat{S} | 0 \rangle|^2 = \frac{(2n)!(\tanh(s))^{2n}}{2^{2n}(n!)^2 \cosh(s)}, \quad (1.67)$$

$$P(2n+1) = |\langle 2n+1 | \hat{S} | 0 \rangle|^2 = 0. \quad (1.68)$$

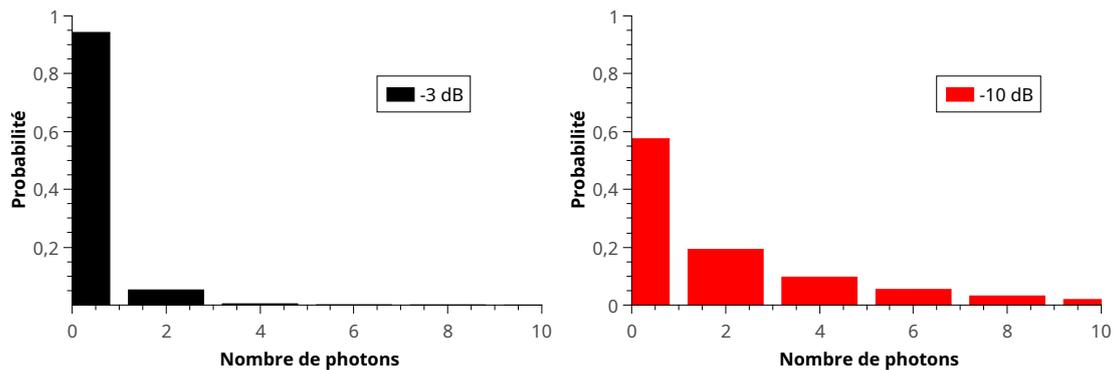


FIGURE 1.5 – Distribution des photons pour un état du vide comprimé de -3 dB (noir) et -10 dB (rouge).

Un état comprimé du vide est donc uniquement constitué de vide et de paires de photons. Lorsque le niveau de compression augmente, la contribution du vide

diminue au profit de l'augmentation du nombre de paires de photons. Le nombre moyen de photons vaut :

$$\bar{n} = \langle 0 | \hat{S}^\dagger \hat{n} \hat{S} | 0 \rangle = \sinh(s)^2. \quad (1.69)$$

Ses fluctuations sont données par :

$$\Delta \hat{n}^2 = 2\bar{n}(\bar{n} + 1). \quad (1.70)$$

On a donc :

$$\Delta \hat{n} = \sqrt{2\bar{n}(\bar{n} + 1)}. \quad (1.71)$$

Sachant que $\Delta \hat{n} > \sqrt{\bar{n}}$, un état comprimé du vide possède donc une distribution superpoissonienne.

D'après la référence [18], la variance du nombre de photons pour un état cohérent comprimé vaut :

$$\Delta \hat{n}^2 = |\alpha|^2 (e^{2s} \sin^2(\phi - \frac{\theta}{2}) + e^{-2s} \cos^2(\phi - \frac{\theta}{2})) + 2\sinh^2(s)(\sinh^2(s) + 1). \quad (1.72)$$

Son nombre moyen de photons \bar{n} est égal à :

$$\langle 0 | \hat{S}^\dagger \hat{D}^\dagger \hat{n} \hat{D} \hat{S} | 0 \rangle = |\alpha|^2 + \sinh(s)^2. \quad (1.73)$$

Ainsi, les fluctuations du nombre de photons de l'état cohérent comprimé dépendent de la phase entre l'état cohérent et l'état comprimé :

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n} &= \sqrt{|\alpha|^2 e^{-2s} + 2\sinh^2(s)(\sinh^2(s) + 1)} \quad (\phi - \frac{\theta}{2} = 0), \\ \Delta \hat{n} &= \sqrt{|\alpha|^2 e^{2s} + 2\sinh^2(s)(\sinh^2(s) + 1)} \quad (\phi - \frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2}). \end{aligned}$$

A l'aide de l'expression (1.73), et si $|\alpha|^2 \gg \sinh^2(s)$ on trouve que :

$$\Delta \hat{n} < \sqrt{\bar{n}} \quad (\phi - \frac{\theta}{2} = 0), \quad (1.74)$$

$$\Delta \hat{n} > \sqrt{\bar{n}} \quad (\phi - \frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2}). \quad (1.75)$$

Comme le montre la Figure 1.6, on peut modifier la distribution de l'état entre une distribution subpoissonienne (1.74) et superpoissonienne (1.75) en jouant sur sa phase.

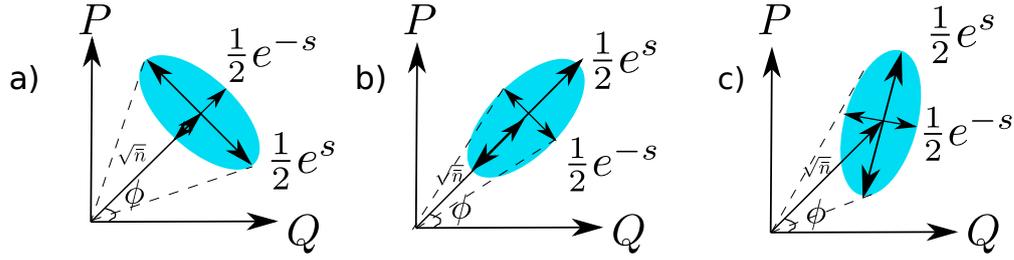


FIGURE 1.6 – Représentation dans l’espace des phases d’un état cohérent comprimé pour différentes valeurs de $\phi - \frac{\theta}{2}$: a) 0. b) $\frac{\pi}{2}$. c) quelconque. Les traits pointillés représentent l’incertitude en phase.

Dans le cas d’une distribution subpoissonienne ($\Delta\hat{n} < \sqrt{\bar{n}}$), on obtient des fluctuations du nombre moyen de photons inférieures au bruit de grenaille (cf section 1.1.6.1) ce qui correspond à une compression sur la quadrature d’amplitude (Figure 1.6a). Si par contre $\Delta\hat{n} > \sqrt{\bar{n}}$, il s’agit d’une compression sur la quadrature de phase (Figure 1.6b). Ainsi, une réduction du bruit de grenaille entraîne un bruit de phase plus grand et inversement. Lorsque l’un des deux axes de l’ellipse ne fait pas un angle ϕ avec l’axe \hat{Q} , la compression a lieu sur une quadrature quelconque (cf Figure 1.6c). Le choix de l’orientation de la compression dépend de l’application envisagée [4].

1.2 Génération de lumière comprimée

Dans cette partie, nous allons voir au travers d’un historique, les différentes techniques de génération de lumière comprimée, qui reposent toutes sur des effets non-linéaire. Puis, nous focaliserons notre attention sur celle utilisée dans le cadre de ce manuscrit. Pour constituer cette partie, nous nous sommes référés aux ouvrages suivants [20, 24, 25].

1.2.1 Historique des différentes techniques

Au début des années 1980, de nombreux groupes de recherche dans le monde essayèrent de mesurer pour la première fois un bruit optique en dessous de la limite quantique standard, véritable signature de la génération de lumière comprimée. Chacun d’entre eux utilisèrent une stratégie différente. La première réalisation eut lieu en août 1985 par Slusher *et al.*, qui mesurèrent un bruit réduit sur les quadratures de -0.3 dB à l’aide de vapeurs atomiques de sodium [26]. Au mois de mai de l’année suivante, Shelby *et al.* générèrent -0,6 dB de compression en quadrature à l’aide d’une fibre optique refroidie à 4,2 K dans de l’hélium liquide [27]. En septembre, Wu *et al.* placèrent un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) au sein d’une cavité et obtinrent -3 dB de compression en quadrature

par fluorescence paramétrique [28]. A la fin de l'année 1986, Machida *et al.* modulèrent le courant d'alimentation d'une diode laser afin de modifier la statistique des photons de la lumière émise pour générer de la lumière comprimée en amplitude. Ils mesurèrent -0,3 dB de réduction [29]. Depuis ces premières réalisations, 3 décennies de recherches couplées à des avancées technologiques ont permis l'obtention de composants de plus en plus performants et montrant des pertes considérablement réduites. Ces différents progrès ont abouti à la réalisation de nombreuses sources de lumière comprimée de plus en plus performantes, toutes basées sur l'un de ces quatre supports physiques [30-33]. C'est pourquoi, nous détaillerons cet historique au travers des améliorations successives de ces quatre réalisations pionnières.

1.2.1.1 Vapeur atomique

Pour réaliser leur expérience, Slusher *et al.* générèrent de la lumière comprimée à 589 nm dans une vapeur atomique de sodium par mélange à quatre ondes (Four wave mixing en anglais) dont le schéma de principe est donné en Figure 1.7 :

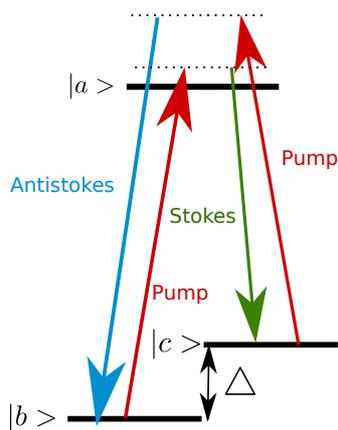


FIGURE 1.7 – Mélange à quatre ondes dans une vapeur atomique de sodium. Le faisceau laser de pompe couple les niveaux $|b\rangle, |c\rangle$ au niveau $|a\rangle$. Ce couplage permet la création de faisceaux Stokes et Antistokes décalés en fréquences qui portent la compression.

L'atome est initialement à l'état fondamental en $|b\rangle$. Si on l'éclaire à l'aide d'une pompe de fréquence Ω , l'atome va passer de l'état fondamental à l'état excité $|a\rangle$ puis redescendre en $|c\rangle$ par diffusion Raman en émettant un photon "Stokes" de fréquence $\Omega - \Delta$. L'atome va de nouveau absorber un photon de pompe, retourner en $|a\rangle$, puis redescendre finalement à l'état fondamental en émettant un photon "Antistokes" de fréquence $\Omega + \Delta$. Cependant, l'atome peut aussi émettre des photons par diffusion Brillouin ou par fluorescence. Cela génère une émission incohérente qui modifie la statistique des photons émis par rapport à celle

attendue si seul le mélange à quatre ondes opérait. Cette "compétition" entre processus explique le modeste degré de compression obtenu (-0,3 dB) dans cette expérience, malgré la présence d'une cavité afin d'en augmenter l'efficacité. Toutefois, cette expérience a permis de démontrer pour la première fois l'existence de lumière comprimée. Ces "effets parasites" ont limité pendant de nombreuses années le degré de compression des systèmes atomiques.

En 2005, une solution fut apportée au problème. Le groupe de Paul D. Lett observa -3,5 dB de compression à 780 nm en modifiant légèrement le phénomène de mélange à quatre ondes par l'ajout d'un faisceau laser de faible intensité jouant le rôle de sonde (probe) dans un bain atomique de rubidium [34]. La présence de la sonde vient alors forcer le bain atomique à fonctionner en régime de mélange à quatre ondes, réduisant ainsi l'efficacité des effets parasites. Chaque photon qui amplifie la sonde déclenche l'absorption d'un photon de pompe puis l'émission d'un photon conjugué afin de permettre à l'atome de retourner dans son état fondamental. La sonde et le faisceau conjugué possèdent donc des corrélations quantiques d'intensité qui, une fois mesurées, permettent d'obtenir le degré de compression. En 2008, Paul D. Lett *et al.* améliorèrent leur précédente réalisation et mesurèrent -8,8 dB de compression [35] en simple passage. En 2011, Glorieux *et al.* obtinrent -9,2 dB de compression à l'aide d'une réalisation similaire [30]. En pompant une cellule d'atome de rubidium à l'aide de deux faisceaux de pompe légèrement décalés en fréquence, Paul D. Lett *et al.* générèrent la même année un état comprimé du vide à -3 dB [36].

Il est aussi possible de générer de la compression à l'aide d'atomes froids de césium refroidis à quelques mK. Cette approche a permis au groupe de E. Giacobino en 1996 de mesurer -2,2dB de compression en quadrature [37].

Grâce à l'apparition des fibres à cristal photonique, on peut aussi remplir une fibre de gaz ou de liquide et ainsi profiter des bénéfices des structures guidantes (fort confinement, grande distance d'interaction). Grâce à une fibre remplie d'argon sous haute pression, Finger *et al.* générèrent deux faisceaux ayant des corrélations d'intensité de -1,87 dB à 800 nm en 2015 [38].

Enfin, le mélange à quatre ondes ne s'observe pas uniquement dans les vapeurs atomiques mais aussi sur silicium permettant ainsi une compressions vers 1550 nm. Par exemple, à l'aide d'anneaux résonnants inscrits sur une puce de silicium, le groupe de M. Lipson *et al.* généra en 2016 deux faisceaux possédant des corrélations d'intensité de -2 dB [39, 40]. Trois ans plus tard, V.D. Vaidya *et al.* utilisèrent ces anneaux pour créer des états du vide comprimé en quadrature à -1 dB [41].

1.2.1.2 Fibre Optique

La génération de lumière comprimée dans une fibre optique peut se faire par effet Kerr. L'effet Kerr consiste en un changement de l'indice optique n du matériau en fonction de l'intensité optique, et donc un changement de phase de la

lumière le traversant :

$$n = n_0 + n_2 * I, \quad (1.76)$$

où I représente l'intensité de la lumière dans le matériau, n_0 son indice optique en l'absence d'éclairement et n_2 correspond à la variation de l'indice en fonction de l'intensité et dépend directement du matériau utilisé. Cet effet, naturellement présent dans la silice, est faible. Toutefois, l'utilisation de fibres optiques permet de confiner fortement la lumière dans le cœur, et donc d'accroître son intensité, ainsi que de bénéficier de grandes longueurs d'interaction (114 m dans [27]). En outre, cela permet des montages compacts et flexibles.

Les fibres optiques sont donc un bon candidat à la génération de lumière comprimée. Il est possible de comprendre la génération de lumière comprimée par effet Kerr à l'aide d'une représentation dans l'espace des phases (cf Figure 1.8). Un changement de phase constant s'explique par une rotation dans l'espace des phases selon l'origine (cf Figure 1.8a). En revanche, puisque l'intensité d'un état cohérent fluctue au cours du temps (cf section 1.1.6.1), le changement de phase induit par effet Kerr n'est pas constant. La rotation n'est donc plus la même en chaque point de l'espace des phases, aboutissant à une transformation de l'état cohérent (cercle) en un état cohérent comprimé (ellipse).

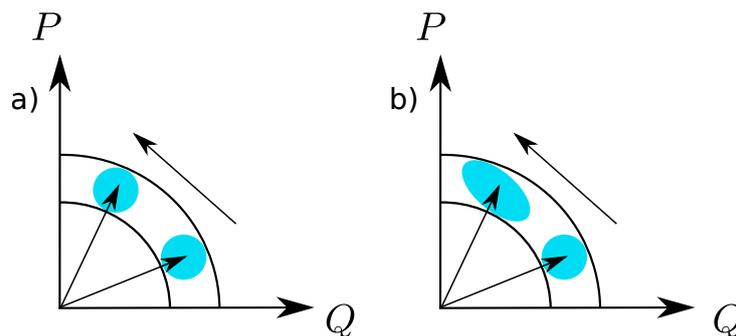


FIGURE 1.8 – Diagramme dans l'espace des phases d'un état cohérent. a) Rotation selon l'origine ; b) Changement de phase par effet Kerr.

Dans l'expérience de Shelby *et al.* [27], la compression était générée par un laser continu de forte puissance ($\simeq 200$ mW) ce qui créait au sein de la fibre, de nombreux effets parasites comme l'effet Brillouin venant altérer la compression [42]. Pour contrer ces effets, la fibre fut refroidie à 4K et la fréquence fut modulée afin de répartir la puissance optique sur différentes longueurs d'onde. Cette expérience a permis de générer -0,56 dB de compression.

Par la suite, ces difficultés furent contrées par l'utilisation de lasers impulsionsnels permettant d'atteindre des intensités crêtes suffisamment élevées pour obtenir un effet Kerr important tout en ayant une puissance moyenne optique en dessous du seuil Brillouin [43-46]. En 1991, Bergman et Haus générèrent à 1300 nm -5 dB de compression sur les quadratures. Ils utilisèrent un interféromètre de

Sagnac dont les interférences en sortie génèrent dans un bras un faisceau comprimé brillant et dans l'autre un état comprimé du vide [43].

La compression peut aussi avoir lieu à 1550 nm grâce à l'emploi de solitons, permettant ainsi l'implémentation de protocoles de communications quantiques. Les solitons sont des pulses lasers pour lesquels la durée d'impulsion n'est pas modifiée lors de sa propagation dans la fibre. Cette invariance résulte d'un équilibre précis entre la dispersion chromatique et la modulation de phase induite par l'effet Kerr [47]. Shelby *et al* ont ainsi mesuré -1,7 dB de compression sur les quadratures (1990) [48]. Les solitons peuvent aussi générer de la compression en amplitude. A la fin des années 1990, jusqu'à -3,8 dB ont ainsi été mesurés par filtrage spectral [44, 49] et jusqu'à -5 dB à l'aide d'interféromètres [45, 50, 51]. L'effet Kerr permet également la réalisation de compression en polarisation [52]. Cela correspond à la réduction de l'incertitude sur la polarisation de la lumière. Comme pour les quadratures (1.34), il est possible de définir une relation d'incertitude pour la polarisation à l'aide des vecteurs de Stokes. La génération s'effectue alors par propagation dans une fibre à maintien de polarisation de deux faisceaux orthogonaux en polarisation. Cette technique a permis de générer jusqu'à -7 dB de compression à 1500 nm (2008) [31, 46].

Enfin, la compression dans les fibres peut aussi se faire à l'aide de fibres spéciales dont la gaine (cladding) est constituée de petits trous répartis périodiquement. Ces fibres à cristaux photoniques possèdent des propriétés particulières permettant la création de solitons en dehors de la bande des télécommunications et à des puissances plus faibles. Elles ont permis de mesurer une compression en amplitude allant jusqu'à -4,6 dB à 800 nm (2005) [53-55].

1.2.1.3 Fluorescence paramétrique

Pour générer -3 dB de lumière comprimée, Wu *et al.* utilisèrent en 1986 la fluorescence paramétrique dans un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) [28]. Un photon incident, dit de pompe peut interagir avec le cristal pour s'annihiler en une paire de photons signal et idler (cf section 1.2.2.1). Compte tenu de la faible efficacité de ce processus, il n'est pas possible d'obtenir un fort degré de compression par simple passage d'un faisceau laser continu dans un cristal massif [20]. De plus, il est difficile, à la différence des fibres, d'obtenir des longueurs d'interaction supérieures à quelques centimètres. C'est pourquoi, d'autres stratégies de génération ont été étudiées et mises en place.

Oscillateur paramétrique optique

L'une d'entre elles consiste à placer un cristal massif dans une cavité pour faire résonner les modes signal et idler formant ainsi un oscillateur paramétrique optique (OPO). Si la puissance de pompe est inférieure au seuil de résonance de la cavité, alors l'OPO produit des états comprimés du vide. La première réalisation eut lieu en 1986 à 1064 nm par Wu *et al* [28]. Ils utilisèrent une cavité linéaire

formée de deux miroirs sphériques pour générer -3 dB de compression. Ce résultat, plus élevé que les autres expériences préliminaires de génération de lumière comprimée [26, 27, 29] permit d'obtenir une nette démonstration du caractère "non classique" de la lumière et démontra le fort potentiel de cette technique. En 1999, l'utilisation d'une cavité monolithique (miroirs formés par la courbure des faces du cristal) permit de générer jusqu'à -7,1 dB de compression à 1064 nm dans un cristal de niobate de lithium dopé au magnésium ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$) [56, 57]. Une compression de -9 dB a également été obtenue à 860 nm avec un cristal de tytanil de phosphate de potassium (KTP) placé dans une cavité de forme tétraédrique ("bow-tie") (2007) [58, 59]. Un an plus tard, -10 dB de compression sur les quadratures ont été obtenus dans une cavité monolithique de $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ à 1064 nm [60]. Les progrès technologiques ont progressivement permis au groupe de R. Schnabel d'atteindre la valeur record de -15 dB de compression à 1064 nm en 2016 [32], et -13 dB à 1550 nm en 2017 [61] dans une cavité semi-monolithique de KTP.

Un OPO peut aussi servir à la génération d'états comprimés "brillants". L'injection d'un faisceau laser sonde en même temps que le faisceau laser de pompe dans le cristal permet de créer des états cohérents comprimés dont l'orientation de la quadrature ayant le plus faible bruit dépend de la phase entre ces deux faisceaux (1.72). Autrement dit, en jouant sur la phase relative entre les faisceaux, on peut créer aussi bien des états cohérents comprimés en amplitude, en phase où quelconque (cf Figure 1.6). En 1999, -5,2 dB ont ainsi été obtenus [56].

Enfin, si la puissance de pompe est suffisamment grande, l'OPO peut-être opéré au dessus du seuil d'oscillation. Dans ce cas là, l'émission de fluorescence n'est plus spontanée mais stimulée par les réflexions de la cavité. En sortie du cristal, on obtient des états brillants exhibant de fortes corrélations d'intensité. Dès 1987, -2,2 dB furent ainsi mesurés [62] puis -8,5 dB en 1991 à 1064 nm [63]. En 2005, une expérience similaire montra une compression allant jusqu'à -9,7 dB [64].

Fluorescence paramétrique en simple passage

La fluorescence paramétrique dépend fortement de l'intensité du champ de pompe. L'utilisation des fortes intensités crêtes offertes par les lasers impulsionnels est donc une bonne alternative à l'emploi d'une cavité. La première réalisation eut lieu en 1987 et produit -0,6 dB à 1064 nm [65]. Kumar *et al.* améliorèrent la détection et mesurèrent jusqu'à -5,8 dB en 1994 [66, 67]. Il est aussi possible comme nous verrons dans le chapitre 2 de créer dans les cristaux des gradients d'indice formant ainsi un guide d'onde. Il en résulte une densité d'énergie élevée tout au long de la propagation dans le cristal due à confinement accru de la lumière comme c'est le cas entre le cœur et la gaine d'une fibre optique [68, 69]. En 1995, -0,55 dB de compression sur les quadratures ont été mesurés à 830 nm [68], puis en 2008 -4,1 dB à 1535 nm [69]. Ce confinement est si fort qu'il est même possible de générer des états comprimés du vide à l'aide d'un

laser continu en simple passage. Ces dernières années, jusqu'à -3 dB à 1550 nm ont ainsi été obtenus [70-72]. Le confinement peut également être combiné à l'utilisation d'une cavité pour créer un OPO si les facettes d'entrée du guide d'onde servent de miroirs. En 2017, -2,9 dB à 1550 nm de compression sur les quadratures ont ainsi été mesurés [73].

Génération de seconde harmonique

Comme expliqué précédemment, un photon de pompe peut s'annihiler en un photon signal et un photon idler. L'inverse est aussi possible et s'appelle la génération de seconde harmonique (cf Figure 1.9a). Deux photons de pompe de fréquence ω_p s'annihilent pour donner naissance à un photon signal de fréquence ω_s . A l'aide de l'étude de la statistique des photons, il est facile de voir que ce processus génère de la lumière comprimée en amplitude.

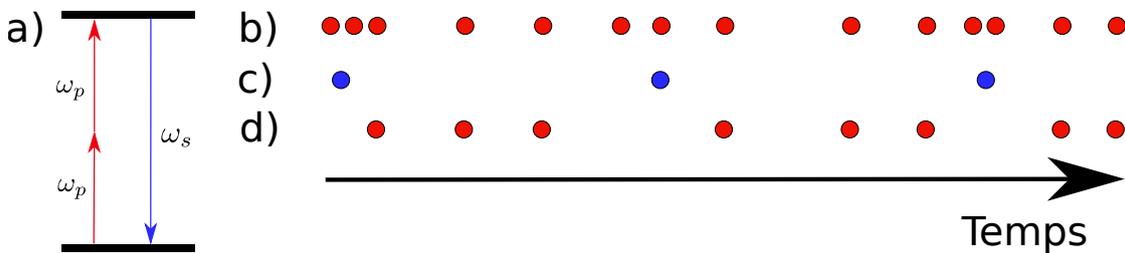


FIGURE 1.9 – a) Schématisation du processus de génération de seconde harmonique. Distribution des photons pour : b) Laser de pompe en entrée du cristal (poissonnienne). c) Faisceau de seconde harmonique (subpoissonnienne). d) Laser de pompe en sortie du cristal (subpoissonnienne).

Puisque ce processus dépend fortement de l'intensité du champ de pompe et nécessite deux photons de pompe, la génération s'effectue préférentiellement là où l'espace entre les photons est réduit. De plus, elle a lieu non plus par paires, mais par un seul photon à la fois ce qui limite l'apparition de groupements de photons dans le faisceau de seconde harmonique (cf Figure 1.9c) et élimine les groupements de photons du faisceau de pompe (cf Figure 1.9b). Il en résulte en sortie du cristal deux faisceaux ayant une distribution de photons (cf Figure 1.9c,d) plus régulière que la distribution poissonnienne du faisceau de pompe en entrée. On obtient ainsi une distribution subpoissonnienne des photons de ces deux faisceaux caractéristique d'une compression en amplitude (cf section 1.1.6.2)[74]. En 1994, cette technique a permis de générer sur le mode fondamental à 1064 nm jusqu'à -3 dB de compression [75, 76].

1.2.1.4 Diodes lasers

Les diodes lasers convertissent l'énergie électrique (électrons) en énergie optique (photons) avec un fort rendement. La statistique d'émission des photons

est donc intimement liée à celle des électrons. Ainsi, un pompage électrique subpoissonien permettra d'obtenir un faisceau laser comprimé en amplitude. En suivant cette approche pour la première fois, Machida *et al.* ont observé -0,3 dB de compression à 1550 nm en 1987 [29] puis -1,3 dB à 810 nm en 1989 [77]. En positionnant le laser juste en face des détecteurs, -8,5 dB furent mesurés à 66 K et 786 nm [33]. Le filtrage spectral de la sortie d'une diode laser permet également de générer de la compression en amplitude. Cette technique a permis de mesurer -1,5 dB à température ambiante à 850 nm [78].

1.2.1.5 Synthèse

L'objectif de cette thèse est la réalisation de sources compactes de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications afin de promouvoir le développement des technologies quantiques. La fluorescence paramétrique nous semble être un bon candidat pour y parvenir. En effet, c'est une technique polyvalente qui est exploitée dans de nombreuses applications allant de la communication classique à la communication quantique [79, 80]. À l'inverse des diodes lasers, on peut créer aussi bien des états comprimés du vide [32, 70] que des états cohérents comprimés quelconques [56, 74]. De plus, la compression aux longueurs d'ondes des télécommunications est possible [61, 70], contrairement aux vapeurs atomiques qui reposent sur des transitions atomiques opérant dans le visible [30]. Enfin, l'utilisation de structures en guide d'onde sur LiNbO₃ permet la réalisation de sources compactes de lumière comprimée "plug-and-play" à forte densité d'intégration [70, 81] entièrement fibrés [71]. C'est pourquoi, la suite de ces travaux sera concentrée sur l'étude et la mise en œuvre de cette technique d'optique non linéaire.

1.2.2 Optique non linéaire sur niobate de lithium

1.2.2.1 Définition

La propagation de la lumière dans un cristal induit un changement de polarisation \vec{P} qui dépend du champ électrique \vec{E} au travers de la relation tensorielle suivante [82, 83] :

$$\vec{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots\chi^{(n)}\vec{E}^{(n)}). \quad (1.77)$$

Où ϵ_0 représente la permittivité du vide, et $\chi^{(n)}$ le tenseur de susceptibilité électrique du matériau à l'ordre n . La polarisation du milieu ne dépend donc plus linéairement du champ électrique incident. L'ordre 1 correspond à l'indice optique du matériau :

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}. \quad (1.78)$$

Les ordres suivants représentent les effets non linéaires et sont faibles ($\chi^{(2)} \simeq 10^{-12}$ pm/V et $\chi^{(3)} \simeq 10^{-22}$ pm/V²) [82]. Afin d'observer leurs effets sur la polarisation, il est nécessaire d'utiliser des champs intenses comme ceux offerts par les lasers.

Le niobate de lithium est un matériau non centrosymétrique, c'est-à-dire que la position des atomes dans le cristal n'est pas symétrique ce qui implique une susceptibilité électrique d'ordre 2 non nulle. Excité par deux champs électriques $E_1 \cos(\omega_1 t)$ et $E_2 \cos(\omega_2 t)$, la polarisation non linéaire d'un cristal de LiNbO₃ devient selon (1.77) :

$$\begin{aligned} & \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t))^2, \\ & = \epsilon_0 \chi^{(2)} \left(\frac{E_1^2}{2} (1 + \cos(2\omega_1 t)) + \frac{E_2^2}{2} (1 + \cos(2\omega_2 t)) + \right. \\ & \left. E_1 E_2 (\cos((\omega_1 + \omega_2)t) + \cos((\omega_1 - \omega_2)t)) \right). \end{aligned}$$

La polarisation est donc composée de cinq fréquences différentes correspondant chacune à un effet non linéaire :

$$\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_1^2 + E_2^2}{2}, \quad (1.79)$$

$$\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_1^2}{2} \cos(2\omega_1 t), \quad (1.80)$$

$$\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_2^2}{2} \cos(2\omega_2 t), \quad (1.81)$$

$$\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t), \quad (1.82)$$

$$\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t). \quad (1.83)$$

Par exemple, l'expression (1.82) correspond à la génération de somme de fréquence (SFG "sum frequency generation"). L'injection dans le cristal d'un faisceau de pompe et d'un faisceau sonde peut permettre d'en créer un troisième dont la fréquence est la somme des deux premiers. A l'inverse, les fréquences peuvent aussi être soustraites (1.83). On parle dans ce cas là de différence de fréquence (DFG "difference frequency generation"). Si seul le faisceau de pompe est injecté dans le cristal ($\omega_2 = 0$), la différence de fréquence n'est plus stimulée par l'ajout d'un faisceau de sonde. Le cristal émet alors spontanément des paires de photons signal et idler dont les fréquences vérifient :

$$\omega_1 = \omega_s + \omega_i. \quad (1.84)$$

C'est ce qu'on appelle la fluorescence paramétrique spontanée (cf Figure 1.10). Dans la littérature, le terme employé est : "spontaneous parametric down conversion" (SPDC). Dans le cas particulier où $\omega_s = \omega_i = \frac{\omega_1}{2}$, on parle de fluorescence paramétrique spontanée dégénérée en fréquence.

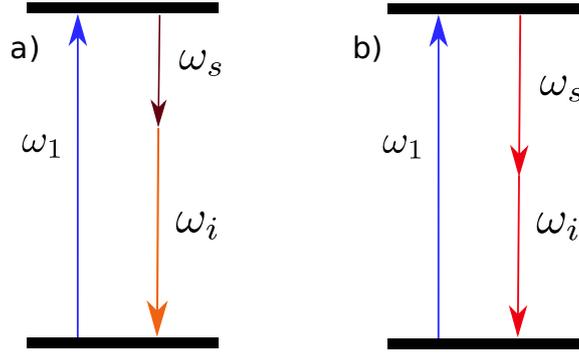


FIGURE 1.10 – a) Fluorescence paramétrique spontanée. b) Fluorescence paramétrique spontanée dégénérée en fréquence.

L'interaction non linéaire au sein d'un cristal de LiNbO_3 donnant naissance à la fluorescence paramétrique dégénérée peut-être décrite à l'aide du hamiltonien d'interaction suivant, où \hat{a} représente le mode signal [84] :

$$\hat{H} = i\hbar \frac{\kappa}{2} ((\hat{a}(0)^\dagger)^2 e^{i\phi_p} - \hat{a}(0)^2 e^{-i\phi_p}). \quad (1.85)$$

On se place dans le cas de l'approximation paramétrique, c'est-à-dire que l'on considère le mode de pompe comme un champ classique fort, dont l'atténuation lors de son passage dans le cristal est négligeable (non déplétion). L'amplitude du champ électrique a_{pump} est incluse dans le coefficient d'efficacité κ et ϕ_p représente sa phase. κ est une constante de normalisation (Hz) qui contient également la susceptibilité électrique d'ordre 2, $\kappa \simeq a_{pump} \chi^{(2)}$. On étudie ensuite l'évolution temporelle de \hat{H} , à l'aide de l'opérateur évolution unitaire \hat{U} dans la représentation de Heisenberg :

$$\begin{aligned} \hat{U}(t, 0) &= e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t}, \\ &= e^{\frac{\kappa}{2} ((\hat{a}^\dagger)^2 e^{i\phi_p} - \hat{a}^2 e^{-i\phi_p}) t}, \end{aligned} \quad (1.86)$$

où on a remplacé $\hat{a}^\dagger(0)$ par \hat{a}^\dagger et $\hat{a}(0)$ par \hat{a} .

Enfin, si on pose $\xi = -\kappa t e^{i\phi_p}$ avec t le temps d'interaction entre la pompe et le cristal, on obtient :

$$\hat{U}(t, 0) = e^{\frac{1}{2} (\xi^* \hat{a}^2 - \xi (\hat{a}^\dagger)^2)}. \quad (1.87)$$

On retrouve ainsi l'opérateur compression \hat{S} introduit en (1.53).

1.2.2.2 Un outil compact de génération

Comme vu précédemment en section 1.2.1.3, il existe plusieurs techniques pour comprimer la lumière dans un cristal de LiNbO_3 aux longueurs d'ondes des télécommunications. La plus ancienne consiste à placer le cristal dans une cavité pour faire résonner les modes signal et pompe [28]. Cette résonance permet

d'augmenter significativement la compression [20, 24]. Toutefois, la condition de résonance n'existe que pour des valeurs bien précises de la longueur de la cavité [85]. Ces montages, réalisés à l'aide de cristaux massifs, nécessitent donc un alignement précis et sont très sensibles aux vibrations. De plus, ils imposent un asservissement en température à quelques mK afin de s'affranchir de la dilatation thermique. Il en résulte donc des systèmes optiques volumineux, aux possibilités d'intégration réduites. A défaut d'utiliser une cavité, il est possible de jouer sur la dépendance linéaire entre la fluorescence paramétrique et le champ électrique de la pompe dans le cristal (1.77) pour réaliser des sources compactes de génération. A l'aide de techniques que nous verrons dans le chapitre 2, on peut modifier localement et avec une grande précision l'indice optique des cristaux, comme pour une puce électronique sur laquelle on viendrait graver des pistes. On peut dès lors inscrire une zone d'indice plus faible qui permet, sur le modèle des fibres optiques, un guidage de la lumière selon les modes de propagation autorisés. Il devient alors possible d'obtenir des champs électriques élevés sur toute la longueur du cristal, et non plus uniquement au point focal de la cavité [86], grâce au fort confinement de la lumière offert par ces structures, contribuant ainsi à une forte augmentation de l'efficacité de la fluorescence paramétrique [87]. Avec cette approche, des systèmes compacts de génération ont été démontrés aussi bien en régime impulsionnel [68, 69] (-4,1dB) qu'en continu [70-72, 81, 88](-3dB).

1.3 Détection de la lumière comprimée

Habituellement, on mesure l'intensité de la lumière à l'aide d'une photodiode. Toutefois, cela n'est pas possible pour les états comprimés du vide. En effet, le nombre moyen de photons (1.69) de l'état est trop faible pour être mesuré directement par une photodiode et requiert au préalable une amplification. surtout, nous sommes intéressés par la mesure de la variance des quadratures de l'état (1.59). Or, une photodiode mesure un photocourant proportionnel au nombre de photons absorbés par la diode pendant son temps d'intégration. La variance du photocourant permet donc de mesurer seulement les fluctuations d'intensité. Cependant, un état comprimé du vide ne peut pas être comprimé en amplitude (1.71). Il est donc nécessaire d'utiliser une détection particulière, sensible à l'ensemble des quadratures du champ électromagnétique appelée détection homodyne.

1.3.1 Détection homodyne idéale

Cette détection consiste en une interférence entre un état comprimé du vide à mesurer appelé signal (\hat{a}_s) et un état cohérent brillant (\hat{a}_{l_0}) ($\bar{n}_{\hat{a}_{l_0}} \gg \bar{n}_{\hat{a}_s}$) de même fréquence, nommé oscillateur local (OL), sur une lame séparatrice (BS)

50/50 (cf Figure 1.11)[19]. Cette détection nécessite de préserver la cohérence entre les états \hat{a}_s et \hat{a}_{lo} .

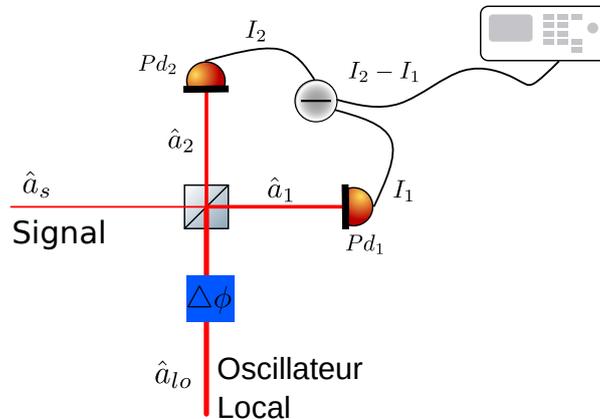


FIGURE 1.11 – Principe d’une mesure de variance des quadratures par détection homodyne [89].

Puis, l’intensité lumineuse en sortie du BS est mesurée à l’aide des photodiodes Pd_1, Pd_2 . On enregistre ensuite la différence des photocourants résultants ($I_2 - I_1$) en fonction de la phase de l’oscillateur local. Enfin, la variance de cette différence nous permet d’obtenir un signal directement proportionnel aux quadratures de l’état \hat{a}_s . Pour que l’interférence entre l’oscillateur local et le signal soit optimale, il est primordial que les états \hat{a}_s et \hat{a}_{lo} possèdent des modes optiques, temporels et de polarisation identiques. La qualité de l’interférence peut se caractériser à l’aide de la visibilité v qui est comprise entre 0 et 1. Plus elle est élevée, plus l’interférence est de bonne qualité. Elle se mesure en remplaçant le mode signal par un faisceau cohérent aux modes identiques [90]. On mesure ensuite le photocourant (I_ϕ) issu de l’interférence de ce faisceau avec l’oscillateur local sur le BS en fonction du déphasage entre les deux faisceaux ($\Delta\phi$). Les extremums permettent de remonter à v [22] :

$$v = \frac{I_\phi max - I_\phi min}{I_\phi max + I_\phi min}. \quad (1.88)$$

L’interférence des états \hat{a}_s et \hat{a}_{lo} sur la lame séparatrice de transmission t et de réflexion r (r, t réels), sans pertes ($t^2 + r^2 = 1$) peut se calculer à l’aide de la matrice de passage suivante [21] :

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & -r \\ r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_s \\ \hat{a}_{lo} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t\hat{a}_s - r\hat{a}_{lo} \\ r\hat{a}_s + t\hat{a}_{lo} \end{pmatrix}. \quad (1.89)$$

Le courant produit par une photodiode est directement proportionnel au nombre moyen de photons incident sur sa surface et à son efficacité η [21]. Si l’on sup-

pose une photodiode parfaite ($\eta = 1$), on obtient pour I_1 :

$$\begin{aligned} I_1 &\propto \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1, \\ &= (t\hat{a}_s^\dagger - r\hat{\alpha}_{lo}^\dagger)(t\hat{a}_s - r\hat{\alpha}_{lo}), \\ &= (t^2\hat{a}_s^\dagger\hat{a}_s + r^2\hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{\alpha}_{lo} - rt(\hat{a}_s^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{a}_s)). \end{aligned} \quad (1.90)$$

Puisque $\bar{n}_{\hat{\alpha}_{lo}} \gg \bar{n}_{\hat{a}_s}$, on a :

$$I_1 = (r^2\hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{\alpha}_{lo} - rt(\hat{a}_s^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{a}_s)). \quad (1.91)$$

On obtient de manière similaire pour I_2 :

$$I_2 = (t^2\hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + rt(\hat{a}_s^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{a}_s)). \quad (1.92)$$

Le signal en sortie de la détection homodyne I_- vaut :

$$I_- = I_2 - I_1 = (t^2 - r^2)\hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + rt(\hat{a}_s^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{a}_s). \quad (1.93)$$

Dans le cas idéal, la détection homodyne est équilibrée ($r = t = \frac{1}{\sqrt{2}}$). La sortie de l'homodyne vaut alors :

$$I_{-i} = I_2 - I_1 = (\hat{a}_s^\dagger\hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger\hat{a}_s). \quad (1.94)$$

Enfin, on calcule la variance de I_{-i} à l'aide des expressions (1.54), (1.55) et (1.41) :

$$V(I_{-i}) = |\alpha_{lo}|^2(e^{-2s}\cos^2(\phi - \frac{\theta}{2}) + e^{2s}\sin^2(\phi - \frac{\theta}{2})), \quad (1.95)$$

où $|\alpha_{lo}|$ représente l'amplitude de l'oscillateur local et ϕ sa phase.

On obtient un signal en sortie directement proportionnel à la variance des quadratures du mode signal (1.59). Celles-ci sont amplifiées par l'amplitude du champ de l'oscillateur local afin de les rendre détectables par les photodiodes. En jouant sur la phase de l'oscillateur local, on peut choisir la variance que l'on souhaite mesurer (cf Figure 1.12). Si par exemple $\phi = \frac{\theta}{2}$, on a :

$$V(I_{-i})(\phi = \frac{\theta}{2}) = |\alpha_{lo}|^2 e^{-2s}. \quad (1.96)$$

La détection homodyne (1.96) est une mesure relative de la compression et non absolue. Pour pouvoir mesurer la compression, il est nécessaire de normaliser le résultat par le bruit de grenaille. Par définition, le bruit de grenaille est la variance des quadratures d'un état cohérent. Expérimentalement, il suffit de bloquer le mode signal pour faire interférer l'oscillateur local avec du vide. Le vide possédant la même variance des quadratures que l'état cohérent, il peut être

utilisé comme référence. Si \hat{a}_s est bloqué ($s=0$) on obtient :

$$V(I_{-i})_{shot} = |\alpha_{lo}|^2. \quad (1.97)$$

Le ratio $V = V(I_{-i})(\phi = \frac{\theta}{2})/V(I_{-})_{shot}$ permet donc de mesurer directement la compression à condition de garder $|\alpha_{lo}|$ constant lors des deux mesures.

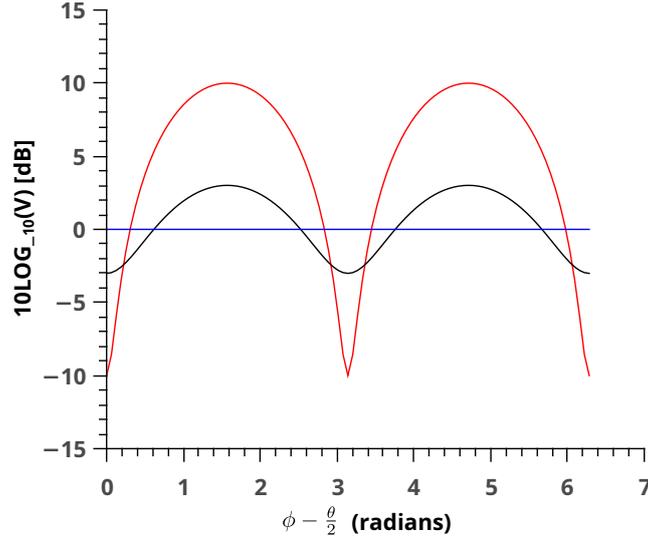


FIGURE 1.12 – Détection homodyne de la variance (1.95) des quadratures du champ. L'image montre en échelle semi-logarithmique les variances normalisées au bruit de grenaille d'un état du vide comprimé de -3 dB (noir) et -10 dB (rouge).

1.3.2 Détection homodyne non équilibrée

On suppose une détection homodyne telle que décrite précédemment avec une lame séparatrice non équilibrée, mais toujours sans pertes ($t^2 \neq r^2$ et $t^2 + r^2 = 1$). Dans ce cas, l'intensité en sortie vaut selon l'expression (1.93) :

$$I_{-r \neq t} = (t^2 - r^2)\hat{\alpha}_{lo}^\dagger \hat{\alpha}_{lo} + 2rt(\hat{a}_s^\dagger \hat{\alpha}_{lo} + \hat{\alpha}_{lo}^\dagger \hat{a}_s). \quad (1.98)$$

On calcule ensuite la variance dans le cas particulier où $\phi = \frac{\theta}{2}$:

$$V(I_{-r \neq t})(\phi = \frac{\theta}{2}) = |\alpha_{lo}|^2((t^2 - r^2)^2 + 4r^2t^2e^{-2s}). \quad (1.99)$$

On divise ensuite par l'expression (1.96) pour normaliser au cas idéal :

$$Vn = \frac{V(I_{-r \neq t})}{V(I_{-i})} = \frac{(t^2 - r^2)^2}{e^{-2s}} + 4r^2t^2. \quad (1.100)$$

La Figure 1.13 ci-dessous montre l'effet du déséquilibre de la lame séparatrice sur la détection homodyne.

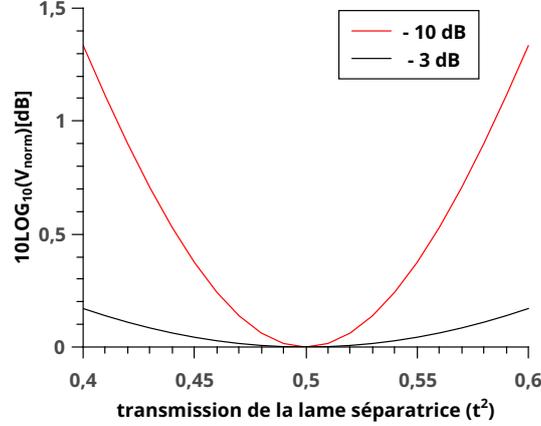


FIGURE 1.13 – Effet du déséquilibre de lame séparatrice sur la détection homodyne d'états comprimés du vide monomode de -3 dB (courbe noire) et -10 dB (courbe rouge).

Si $t \simeq r$, l'effet est négligeable. Il sera d'autant plus significatif que la compression est élevée.

1.3.3 Influence des pertes sur la compression

Les pertes optiques comme par exemple l'absorption des optiques où l'efficacité non parfaite des détecteurs diminuent le taux de compression généré. Cet effet peut-être modélisé à l'aide d'une lame séparatrice de transmission $\eta^{\frac{1}{2}}$ [21] :

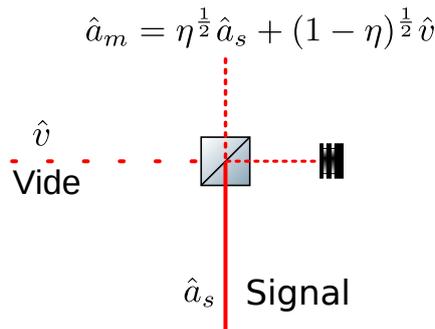


FIGURE 1.14 – Principe de l'effet des pertes sur la compression [89].

On obtient en sortie de la lame séparatrice un état comprimé mélangé avec le vide issu de l'autre face de la lame. Par application de l'opérateur \hat{Q} défini en (1.30) sur \hat{a}_m on a :

$$\hat{Q}_{a_m} = \eta^{\frac{1}{2}} \hat{Q}_{a_s} + (1 - \eta)^{\frac{1}{2}} \hat{Q}_v. \quad (1.101)$$

On calcule ensuite la variance :

$$\begin{aligned} V(\hat{Q}_{am}) &= E((\eta^{\frac{1}{2}}\hat{Q}_{as} + (1-\eta)^{\frac{1}{2}}\hat{Q}_v)^2) - (E(\eta^{\frac{1}{2}}\hat{Q}_{as} + (1-\eta)^{\frac{1}{2}}\hat{Q}_v))^2, \\ &= \eta V(\hat{Q}_{as}) + (1-\eta)V(\hat{Q}_v) + 2(\eta(1-\eta))^{\frac{1}{2}}(E(\hat{Q}_{as}\hat{Q}_v) - E(\hat{Q}_{as})E(\hat{Q}_v)), \end{aligned}$$

\hat{a}_s et \hat{v} étant deux états indépendants l'un de l'autre, la covariance est nulle :

$$\begin{aligned} V(\hat{Q}_{am}) &= \eta V(\hat{Q}_{as}) + (1-\eta)V(\hat{Q}_v), \\ &= \frac{1}{4}(\eta e^{-2s} + 1 - \eta). \end{aligned}$$

Enfin, si on normalise par le bruit de grenaille on obtient :

$$Vn(\hat{Q}_{am}) = \eta e^{-2s} + 1 - \eta, \quad (1.102)$$

où η représente la transmission totale de l'expérience prenant en compte toutes les pertes (absorption et réflexion des optiques, pertes aux interfaces, efficacité des photodiodes, etc). Par exemple, pour un facteur de transmission de 0,7 et une compression initiale de -3 dB ($e^{-2r} = 0,5$) la compression est réduite à $\simeq -1,87$ dB.

Les deux termes de l'équation étant positifs, il vient naturellement que :

$$Vn(\hat{Q}_{am}) > 1 - \eta \quad (1.103)$$

Non seulement les pertes diminuent proportionnellement la compression, mais en plus elles imposent une limite de mesure, empêchant ainsi pendant de nombreuses années la détection d'un fort taux de compression [32, 60]. Par exemple, si l'expérience possède 10% de pertes, il n'est pas possible d'observer une compression supérieure à $10\log_{10}(0,1) = -10$ dB. Parmi toutes les pertes présentes sur une expérimentation, la visibilité (v) est l'une des plus importantes. Son action sur la compression se modélise comme un terme de perte supplémentaire égal à $1 - v^2$ (cf Figure 1.15) [22].

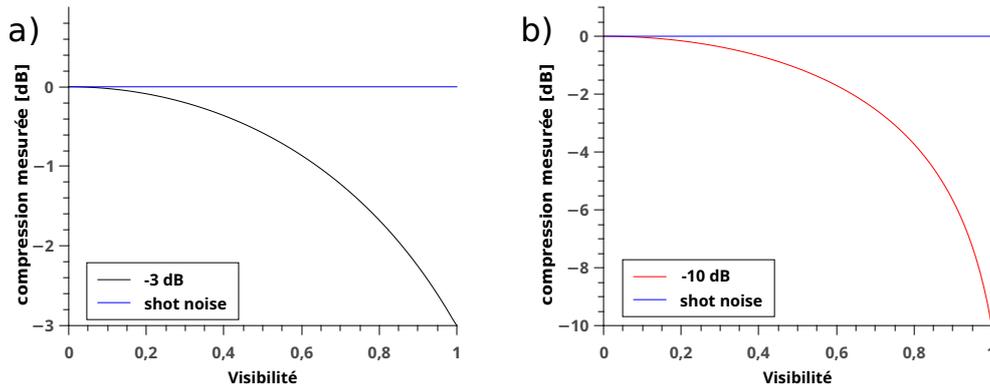


FIGURE 1.15 – Effet de la visibilité sur la mesure de la compression pour un état comprimé du vide : a) -3 dB. b) -10 dB.

L'effet de la visibilité sur la mesure de la compression est donc très fort. Par exemple, une visibilité de 0,9 génère une baisse non négligeable de la compression d'environ 1 à 4 dB suivant le degré initial.

1.3.4 Détection compacte et efficace de lumière comprimée

La détection homodyne est un montage bien particulier qui requiert un bon recouvrement modal des deux faisceaux afin d'obtenir une visibilité élevée. Il faut donc aussi tenir compte de la détection si l'on souhaite réaliser des montages compacts de génération de lumière comprimée. La plupart du temps, l'oscillateur local et le faisceau de pompe à partir duquel on génère la lumière comprimée par fluorescence paramétrique proviennent du même laser. Cela permet de respecter la cohérence entre l'oscillateur local et la lumière comprimée. Cependant, afin de respecter la conservation de l'énergie (1.84), il est nécessaire de doubler la fréquence du laser avant de pouvoir pomper le cristal non linéaire (cf Figure 1.16).

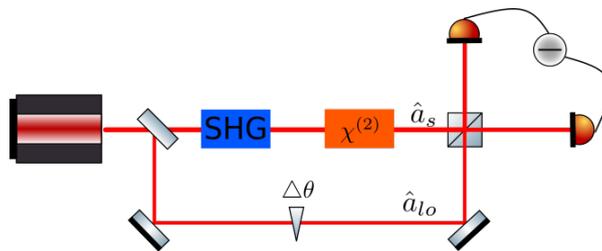


FIGURE 1.16 – Montage expérimental usuel pour la génération et la mesure d'états comprimés du vide monomode. SHG= génération de seconde harmonique [89].

L'utilisation de cristaux massifs en cavité impose au faisceau comprimé un mode optique différent de celui du laser initial. Il est possible d'atteindre des visibilités proches de l'unité à l'aide d'une optique de mise en forme [32, 58, 59].

Toutefois, cela repose sur l'emploi de composants optiques massifs pour former une cavité de filtrage ce qui est peu compatible avec nos exigences d'encombrement. En revanche, comme nous le verrons dans le chapitre 2, l'utilisation de guides d'ondes permet de simplifier la détection. En effet, il est possible d'intégrer la lame séparatrice sur une puce photonique afin d'y réaliser directement l'interférence [81, 91-93]. La lame étant constituée de deux guides d'ondes identiques, les faisceaux signal et OL adoptent le même mode optique lors de la propagation. Il en résulte une très forte visibilité lors de l'interférence sans qu'aucun alignement optique ne soit nécessaire [91, 92].

1.4 Conclusion

Afin de répondre aux objectifs de ce travail de thèse, il est primordial de pouvoir s'affranchir de l'utilisation de composants massifs et des problèmes de mode matching. En outre, il faut limiter les pertes afin de pouvoir mesurer le taux de compression le plus fort possible. Ces différentes contraintes peuvent être toutes résolues grâce à l'emploi de guides d'ondes sur LiNbO_3 . En effet, on peut confiner la lumière sur de grandes longueurs ce qui évite l'utilisation de cavités afin de pouvoir réaliser des sources de lumière comprimée à encombrement réduit. De plus, l'intégration offerte par ces structures simplifie la détection homodyne en permettant aux faisceaux d'interférer facilement sans avoir à utiliser d'optique de mise en forme ni à réaliser d'alignement. Enfin, la forte efficacité non linéaire du LiNbO_3 , ses faibles pertes à la propagation, ainsi que son accord de phase aux longueurs d'ondes des télécommunications, en font un matériau idéal pour remplir les objectifs [79]. C'est pourquoi, nous suivrons par la suite cette approche particulièrement bien adaptée à la réalisation de sources compactes de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications.

2 Optique intégrée sur niobate de lithium

Sommaire

2.1	Propriétés du niobate de lithium	54
2.1.1	Propriétés structurelles	54
2.1.2	Propriétés linéaires	54
2.1.3	Propriétés non linéaires	56
2.1.3.1	Non centro-symétrie et non linéarité d'ordre 2	56
2.1.3.2	Equations couplées de la génération de différence de fréquences	56
2.1.3.3	Accord de phase	59
2.1.3.4	Traitement semi-quantique de la fluorescence paramétrique	61
2.2	Fabrication des guides d'ondes polarisés périodiquement	62
2.2.1	Les différentes techniques de fabrication	62
2.2.1.1	Diffusion titane	62
2.2.1.2	Echange protonique	63
2.2.1.3	Echange protonique doux	64
2.2.1.4	Guides d'ondes de type ruban	65
2.2.1.5	Niobate de lithium sur isolant	66
2.2.2	Polarisation périodique du substrat	66
2.3	Caractérisation des guides d'ondes PPLN	66
2.3.1	Mesure des pertes à la propagation	66
2.3.2	Accord de phase	67
2.3.3	Fluorescence paramétrique	69
2.4	Coupleur intégré sur niobate de lithium	70

2.1 Propriétés du niobate de lithium

2.1.1 Propriétés structurales

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un cristal appartenant à la famille des cristaux rhomboédriques. Non présent à l'état naturel, sa croissance s'effectue par la méthode de Czochralsky [94] à partir d'un mélange de carbonate de Lithium (Li_2CO_3) et d'oxyde de Niobium (Nb_2O_5) [95]. La fusion a lieu à une température ($\simeq 1257^\circ\text{C}$) supérieure à sa température de Curie ($\simeq 1145^\circ\text{C}$) pour laquelle le cristal est dans sa phase para-électrique. Les ions lithium occupent les plans d'oxygène tandis que les ions niobium se situent au centre de deux plans d'oxygène. Le cristal est alors électriquement neutre. Lorsqu'il refroidit, les ions se déplacent par rapport aux plans d'oxygène aboutissant ainsi à une polarisation permanente du cristal (phase ferroélectrique) (cf Figure 2.1).

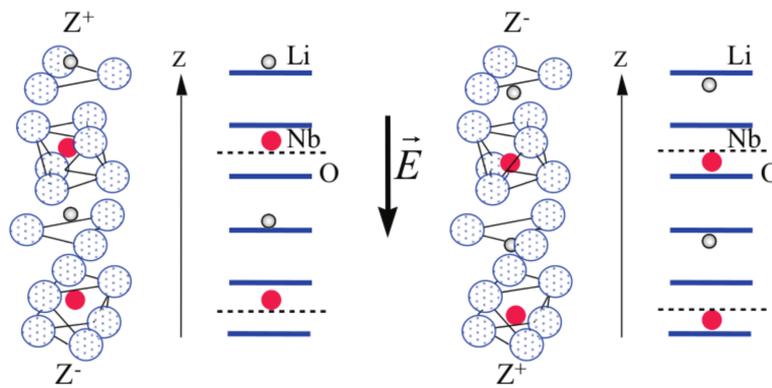


FIGURE 2.1 – Structure cristalline du LiNbO_3 . Les petits cercles rouges représentent les atomes de niobium et les blancs les atomes de lithium.

Le sens de ce déplacement est aléatoire, les ions pouvant se déplacer aussi bien en haut qu'en bas des plans d'oxygène. L'application d'un champ électrique parallèle à l'axe Z lors de la fabrication du cristal permet de fixer ce sens, afin d'obtenir une direction de polarisation spontanée constante tout au long du cristal.

2.1.2 Propriétés linéaires

Le niobate de lithium est un cristal biréfringent uniaxe qui possède deux indices de réfraction : un indice ordinaire (n_o) et un indice extraordinaire (n_e). Ces indices évoluent en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente et la température du cristal. L'équation de Sellmeier permet de calculer ces va-

riations [96] :

$$n^2 = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - B} + \frac{C\lambda^2}{\lambda^2 - D} + \frac{E\lambda^2}{\lambda^2 - F}. \quad (2.1)$$

Ici n représente l'indice optique du LiNbO_3 , λ la longueur d'onde en nm, Les autres paramètres sont des coefficients dépendant de la température dont les valeurs à 21°C sont données dans le tableau ci-dessous :

	n_o	n_e
A	2,6734	2,9804
B	$1,764 * 10^{-2}$	$2,047 * 10^{-2}$
C	1,2290	$5,981 * 10^{-1}$
D	$5,914 * 10^{-2}$	$6,66 * 10^{-2}$
E	$1,2614 * 10^1$	8,9543
F	$4,746 * 10^2$	$4,1608 * 10^2$

TABLE 2.1 – Coefficients de Sellmeier pour le niobate de lithium à 21°C .

A partir de cette équation, nous avons pu déterminer la courbe d'indice du LiNbO_3 (Figure 2.2) où l'on observe une forte variation de l'indice avec la longueur d'onde :

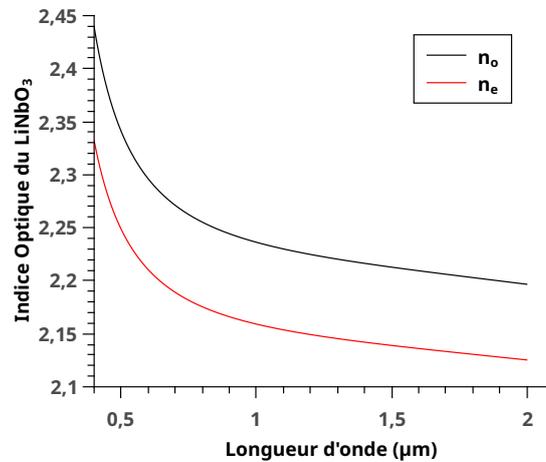


FIGURE 2.2 – Courbes d'évolution des indices de refraction ordinaire (noire) et extraordinaire (rouge) du LiNbO_3 à 21°C .

L'impact de la température est également important. Par exemple, l'indice extraordinaire varie d'environ $4 \cdot 10^{-2}$ entre 30 et 150°C [97]. Le niobate de lithium est également un excellent conducteur de lumière puisqu'il est transparent de l'UV jusqu'au moyen infrarouge ($\simeq 400 \text{ nm} \rightarrow 4 \mu\text{m}$) (cf Figure 2.3).

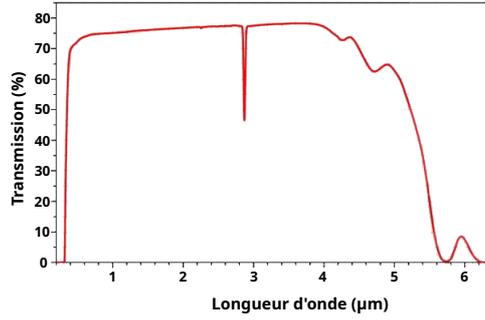


FIGURE 2.3 – Transmission optique du LiNbO₃ d’après la référence [98].

2.1.3 Propriétés non linéaires

2.1.3.1 Non centro-symétrie et non linéarité d’ordre 2.

Comme expliqué à la section 2.1.1, la répartition des atomes au sein du cristal de LiNbO₃ est non centrosymétrique. Elle induit une polarisation électrique spontanée permettant la mise en œuvre de nombreux effets comme par exemple l’effet Pockels où la fluorescence paramétrique (voir section 1.2.2.1). L’effet Pockels consiste en une modification de l’indice optique du cristal sous l’effet d’un champ électrique. Cette propriété permet la réalisation de modulateurs optiques très haute fréquence [99]. La fluorescence paramétrique résulte d’une interaction non linéaire à l’intérieur du cristal entre les champs de pompe, signal et idler qui dépend de leur polarisation respective. Les différentes possibilités sont résumées dans le tableau ci-dessous [79] :

Type d’interaction	Type 0	Type I	Type II
Polarisation	$ V_p\rangle \rightarrow V_s\rangle V_i\rangle$	$ V_p\rangle \rightarrow H_s\rangle H_i\rangle$	$ H_p\rangle \rightarrow H_s\rangle V_i\rangle$
$\chi^{(2)}$ (pm/V)	54	10	10

TABLE 2.2 – Les différentes interactions de la fluorescence paramétrique.

Ici $|V\rangle$ représente une polarisation verticale qui se déplace dans le cristal selon l’indice extraordinaire tandis que $|H\rangle$ représente la polarisation horizontale associée à l’indice ordinaire. Parmi tous les cristaux non linéaires d’ordre 2, la susceptibilité électrique de type 0 du LiNbO₃ (54 pm/V) est l’une des plus élevées [79], ce qui fait de ce cristal un matériau de choix pour l’optique non linéaire.

2.1.3.2 Equations couplées de la génération de différence de fréquences

Nous allons maintenant décrire les équations régissant la différence de fréquence, dont la fluorescence paramétrique est un cas particulier (voir section 1.2.2.1). Ce procédé non linéaire consiste en la génération d’un photon de fréquence ω_3 à partir d’un photon pompe à ω_1 et d’un photon sonde à ω_2 vérifiant

$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Pour cela, nous allons suivre l'approche définie dans le livre de R W. Boyd [82]. Le nioabte de lithium est un matériau diélectrique non magnétique ne possédant ni charges ($\rho = 0$), ni courant de conduction ($\vec{j} = 0$). Dans ce cas là, les équations de Maxwell peuvent s'écrire comme [83, 100] :

$$\begin{cases} \text{div}(\vec{D}) = 0 \\ \text{div}(\vec{H}) = 0 \\ \text{rot}(\vec{E}) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{rot}(\vec{H}) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.2)$$

avec,

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

\vec{E} et \vec{H} sont respectivement les champs électriques et magnétiques, \vec{D} représente l'induction électrique. \vec{P} est la polarisation du milieu qui tient compte des propriétés non linéaires du matériau et dont sa valeur dépend du champ électrique \vec{E} (1.77).

En utilisant ces équations et la propriété suivante,

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) = \text{grad}(\text{div}(\vec{E})) - \text{grad}^2(\vec{E}) \quad (2.3)$$

on obtient l'équation de propagation du champ électrique dans le cristal de LiNbO_3 :

$$\text{grad}^2(\vec{E}) - \text{grad}(\text{div}(\vec{E})) - \frac{n^2 \partial^2 \vec{E}}{c^2 \partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2}, \quad (2.4)$$

où n représente l'indice du matériau diélectrique et \vec{P}_{nl} la polarisation non linéaire, c'est-à-dire la polarisation définie par l'équation (1.77) sans le terme à l'ordre 1. Par définition, on considère une propagation des champs selon l'axe z , et comme le champ électrique est perpendiculaire à la direction de propagation, $\text{div}(\vec{E}) = 0$. Ainsi, l'équation (2.4) devient :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{n^2 \partial^2 \vec{E}}{c^2 \partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2}. \quad (2.5)$$

Dans un premier temps, nous allons résoudre l'équation homogène c'est-à-dire lorsque $\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} = 0$. On obtient alors l'expression des champs sous la forme d'ondes planes :

$$\begin{cases} E_1 = A_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c. \\ E_2 = A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \\ E_3 = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \end{cases} \quad (2.6)$$

où les A_j ($j = 1, 2, 3$) représentent les amplitudes des champs, les k_j les constantes de propagations définies telles que $k = \frac{2\pi n_j}{\lambda_j}$.

La polarisation non linéaire s'obtient à l'aide des équations (1.77) et (2.6). Par exemple, appliqué au champ 3, il vient :

$$\begin{aligned}
P_{nl}^3 &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (E1 + E2)^2, \\
&= \epsilon_0 \chi^{(2)} (A_1^2 e^{2i(k_1 - \omega_1 t)} + A_2^2 e^{2i(k_2 - \omega_2 t)} + c.c.), \\
&+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (A_1 A_2 e^{i(k_1 + k_2 - \omega_1 - \omega_2)t} + A_1 A_2^* e^{i(k_1 - k_2 - \omega_1 + \omega_2)t} + c.c.), \\
&+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (A_1 A_1^* + A_2 A_2^*).
\end{aligned} \tag{2.7}$$

On se place dans le cadre de la génération de différence de fréquences ($\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$), on ne garde donc que les termes oscillants à ω_3 et on obtient finalement :

$$P_{nl}^3 = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_2^* e^{i(k_1 - k_2)z} e^{-i\omega_3 t}, \tag{2.8}$$

où la valeur du $\chi^{(2)}$ dépend du type d'interaction désiré (voir Table 2.2).

On trouve de manière similaire :

$$P_{nl}^2 = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_3^* e^{i(k_1 - k_3)z} e^{-i\omega_2 t}. \tag{2.9}$$

On suppose que les effets non linéaires modifient uniquement l'amplitude des champs, et non leurs formes. A l'aide de l'approximation de l'enveloppe lentement variable ($|\frac{d^2 A_j}{dz^2}| \ll |k_j \frac{dA_j}{dz}|$), on peut alors résoudre l'équation (2.5) pour les champs 2 et 3 sur la base des ondes planes et on obtient :

$$\begin{cases} \frac{dA_2}{dz} = i \frac{\omega_2^2 \chi^{(2)}}{k_2 c^2} A_1 A_3^* e^{i\Delta k z}, \\ \frac{dA_3}{dz} = i \frac{\omega_3^2 \chi^{(2)}}{k_3 c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta k z}, \end{cases} \tag{2.10}$$

où $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$.

Nous allons maintenant résoudre cette équation en tenant compte d'un accord de phase parfait ($\Delta k = 0$). Si l'on suppose le champ de pompe non dépleted ($\frac{dA_1}{dz} = 0$), on a :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 A_3}{dz^2} &= i \frac{\omega_3^2 \chi^{(2)}}{k_3 c^2} A_1 \frac{dA_2^*}{dz}, \\
&= \frac{\omega_2^2 \omega_3^2 (\chi^{(2)})^2}{k_2 k_3 c^4} |A_1|^2 A_3, \\
&= y^2 A_3.
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Cette équation admet pour solution générale :

$$A_3(z) = C \cosh(yz) + D \sinh(yz), \quad (2.12)$$

où C et D sont des constantes qui dépendent des conditions initiales. Par définition, $A_3(0) = 0$ et $A_2(0) \neq 0$. On trouve finalement que :

$$\begin{cases} A_2(z) = A_2(0) \cosh(yz), \\ A_3(z) = i \sqrt{\frac{n_2 \omega_3}{n_3 \omega_2}} \frac{|A_1|}{A_1} A_2^*(0) \sinh(yz), \end{cases} \quad (2.13)$$

où on a posé $i \frac{D^* A_1 \omega_2^2 \chi^{(2)}}{y k_2 c^2} = A_2(0)$. La génération des champs signal et idler dépend donc fortement de l'amplitude du champ de pompe (A_p) et du coefficient non linéaire utilisé ($\chi^{(2)}$). Les guides d'ondes permettent un confinement accru des champs sur toute la longueur du cristal. Ils sont donc bien adaptés à la conversion de fréquence efficace via l'optique non linéaire [86, 87].

2.1.3.3 Accord de phase

Comme donné par l'équation (2.10), les champs générés oscillent périodiquement en fonction de la longueur de propagation ($\propto e^{i\Delta_k z}$). Ce paramètre (Δ_k) s'appelle le désaccord de phase et il est évident que si l'on souhaite obtenir une génération efficace, il doit être nul. Autrement dit, en plus de respecter la conservation de l'énergie (1.84), on doit avoir :

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{k}_3, \quad (2.14)$$

c'est ce qu'on appelle la conservation du moment où de l'impulsion des photons. Dans le cas particulier de la fluorescence paramétrique dégénérée de type 0 ($\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_p$), les constantes de propagations des champs sont colinéaires et cette équation devient :

$$\begin{aligned} k_p &= k_s + k_i \\ \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} &= \frac{2\pi n_s}{\lambda_p}, \\ \Rightarrow n_p &= n_s. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Lorsque cette condition est satisfaite, les champs interfèrent constructivement tout au long du cristal et l'efficacité non linéaire varie quadratiquement avec la longueur d'interaction (cf Figure 2.4a). Cependant si la conservation de la phase n'est pas respectée, l'interférence constructive n'a lieu que sur une courte longueur d'interaction appelée L_{coh} après laquelle l'interférence devient destructive.

Ensuite, ce processus se répète et les interférences constructives et destructives s'alternent, aboutissant à une efficacité de génération fortement réduite, qui oscille tout au long de sa propagation dans le cristal (Figure 2.4c).

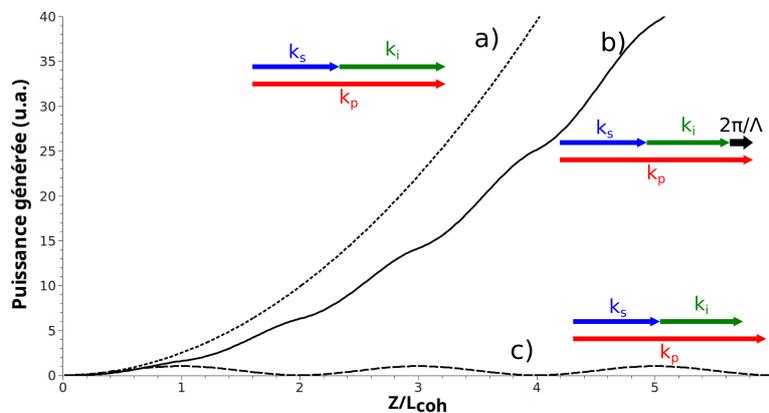


FIGURE 2.4 – Puissance générée par fluorescence paramétrique dégénérée pour un accord de phase de type 0 en fonction de la longueur Z d'interaction : a) Accord de phase idéal. b) Accord de phase quasi-parfait (QPM). c) Accord de phase non respecté.

Compte tenu de la dispersion chromatique du matériau (Figure 2.2), la conservation du moment (2.15) est difficile à satisfaire naturellement. Il est possible à cet effet d'utiliser la biréfringence du matériau pour profiter de la différence d'indice entre les différents modes de polarisation, mais cela nécessite l'emploi de coefficients non linéaires plus faibles (cf Table 2.2) ce qui réduit l'efficacité globale de génération. En revanche, il est possible d'obtenir une solution approchée appelée l'accord de phase quasi-parfait. Elle repose sur une inversion périodique de la polarisation spontanée du cristal grâce à l'application d'un champ électrique (voir sections 2.1.1, 2.2.2). La conservation du moment s'écrit alors $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i + \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{v}_u$, où Λ représente la période d'inversion et \vec{v}_u un vecteur unitaire. L'ajustement de Λ permet d'obtenir un accord de phase à la longueur d'onde et à la température désirée, presque aussi efficace qu'un accord parfait (cf Figure 2.4b). Cet accord particulier peut-être vu comme un accord de phase parfait avec un coefficient non linéaire ($\chi^{(2)}$) réduit d'un facteur $\frac{2}{\pi}$ par rapport au cas idéal [100, 101]. Compte tenu des valeurs des coefficients non linéaires (voir Table 2.2), l'efficacité d'un accord quasi parfait d'ordre 0 sera tout de même bien plus grande que celle d'un accord parfait d'ordre supérieur.

Ces structures spécifiques portent le nom anglais de guides d'ondes PPLN pour "periodically poled lithium niobate" et seront utilisées dans le cadre des travaux décrits dans ce manuscrit. La fabrication de ces guides d'ondes sera étudiée en détail à la section 2.2.

2.1.3.4 Traitement semi-quantique de la fluorescence paramétrique

Le traitement classique effectué jusqu'à présent (voir section 2.1.3.2) permet de bien mettre en évidence l'importance primordiale de l'accord de phase. Cependant, il est peu adapté à la description physique de la génération des champs signaux et idler par la fluorescence paramétrique puisqu'il ne permet pas de décrire l'amorçage spontané de la génération de ces champs (voir équation (2.13)). En effet, si l'on reprend le développement effectué précédemment, la fluorescence paramétrique impose les conditions initiales suivantes : $A_3(0) = A_2(0) = 0$. On obtient, une fois les équations couplées résolues (2.10) : $A_2(z) = A_3(z) = 0 \forall z$, ce qui revient à dire que la génération spontanée est impossible.

Dans cette partie, nous allons résoudre ce problème en obtenant l'évolution temporelle du nombre de photons des champs signal et idler à l'aide d'un traitement semi-quantique de la fluorescence paramétrique.

Le hamiltonien de la fluorescence paramétrique \hat{H} peut s'écrire comme la somme du hamiltonien non perturbé \hat{H}_0 défini à partir de l'équation (1.11) et d'un hamiltonien d'interaction \hat{H}_{int} tel que [102] :

$$\hat{H} = \sum_{k=s,i} \hbar\omega_k (\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2}) + 2g\hbar\cos(\omega_p t) (\hat{a}_s^\dagger - \hat{a}_s) (\hat{a}_i^\dagger - \hat{a}_i), \quad (2.16)$$

où g représente l'efficacité de la fluorescence paramétrique qui dépend de l'efficacité non linéaire du cristal ($\chi^{(2)}$), de sa longueur et de la puissance du champ de pompe, traitée classiquement.

En appliquant l'équation d'Heisenberg à \hat{a}_s^\dagger ($\frac{d\hat{A}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{A}]$ cf section 1.1.2) et à l'aide des propriétés du commutateur suivantes $[\hat{a}_m, \hat{a}_n] = [\hat{a}_m^\dagger, \hat{a}_n^\dagger] = 0$; $[\hat{a}_m, \hat{a}_n^\dagger] = \delta_{mn}$, on obtient :

$$\frac{d\hat{a}_s^\dagger}{dt} = i\omega_s \hat{a}_s^\dagger - ig(e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t})(\hat{a}_i^\dagger - \hat{a}_i). \quad (2.17)$$

A l'aide des propriétés (1.24) et (1.25) et en ne gardant que les termes synchrones, c'est-à-dire vérifiant $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ on a :

$$\frac{d\hat{a}_s^\dagger}{dt} = i\omega_s \hat{a}_s^\dagger + ig\hat{a}_i e^{i\omega_p t}, \quad (2.18)$$

et de manière similaire on trouve que :

$$\frac{d\hat{a}_i}{dt} = -i\omega_i \hat{a}_i - ig\hat{a}_s^\dagger e^{-i\omega_p t}. \quad (2.19)$$

Enfin, la résolution du système formé par ces deux équations nous permet d'obtenir l'évolution temporelle des opérateurs [102] :

$$\begin{cases} \hat{a}_s^\dagger(t) = (\hat{a}_s^\dagger(0)\cosh(gt) + i\hat{a}_i(0)\sinh(gt))e^{i\omega_s t}, \\ \hat{a}_i(t) = (\hat{a}_i(0)\cosh(gt) - i\hat{a}_s(0)^\dagger\sinh(gt))e^{-i\omega_i t}. \end{cases} \quad (2.20)$$

On remarque que si l'on se place dans le cas dégénéré ($\hat{a}_s = \hat{a}_i$) et que l'on pose $gt = s$, on retrouve les expressions (1.55) et (1.54) ce qui démontre comme attendu, le rôle de génération de compression de la fluorescence paramétrique. On recherche le nombre moyens de photons contenus dans les modes signal et idler en fonction du temps, soit $N_k(t) = \langle \psi(0) | \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k | \psi(0) \rangle$. On suppose que l'on injecte à $t=0$ $N_{k0}(\hat{a}_k^\dagger(0)\hat{a}_k(0))$ photons à ω_k et que le nombre de photons dans les modes signal et idler sont décorrélés. La fonction d'onde $|\psi(0)\rangle$ vaut alors $|N_s\rangle |N_i\rangle$ où $|N_k\rangle$ est équivalente à la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique et vérifie les expressions (1.20),(1.21) :

$$\hat{a}_k^\dagger |N_k\rangle = \sqrt{N_k + 1} |N_k + 1\rangle, \quad (2.21)$$

$$\hat{a}_k |N_k\rangle = \sqrt{N_k} |N_k - 1\rangle, \quad (2.22)$$

$$\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k |N_k\rangle = N_k |N_k\rangle. \quad (2.23)$$

On obtient finalement :

$$\begin{cases} N_s(t) = N_{s0}\cosh^2(gt) + (1 + N_{i0})\sinh^2(gt), \\ N_i(t) = N_{i0}\cosh^2(gt) + (1 + N_{s0})\sinh^2(gt). \end{cases} \quad (2.24)$$

On remarque que même si $N_{k0} = 0$, $N_k(t) \neq 0$ grâce à l'apparition d'un terme unité qui n'existe pas dans le traitement classique effectué précédemment. Ce terme provient de la non commutativité des opérateurs d'échelle \hat{a}^\dagger et \hat{a} et est la signature des fluctuations quantiques du champ du vide qui permet l'apparition spontanée des photons signal et idler.

2.2 Fabrication des guides d'ondes polarisés périodiquement

2.2.1 Les différentes techniques de fabrication

2.2.1.1 Diffusion titane

Ce procédé consiste à déposer une fine couche de titane d'une centaine de nanomètres d'épaisseur et de quelques μm de large sur la surface du wafer à l'aide de techniques lithographiques [101]. L'ensemble est ensuite porté à haute température ($\simeq 1000^\circ\text{C}$) dans une étuve pendant plusieurs heures pour per-

mettre la diffusion du titane à l'intérieur du cristal. Cette diffusion accroît les indices ordinaire et l'indice extraordinaire, permettant ainsi de guider aussi bien les modes de polarisations horizontaux (TE) que verticaux (TM). En revanche, ces guides sont très sensibles à la photoréfraction puisque les atomes de titane se comportent également comme des donneurs/accepteurs d'électrons (4.1) [103]. Enfin, on inverse périodiquement la polarisation spontanée de ces guides pour obtenir l'accord de phase à la température et la longueur d'onde désirée (2.2.2).

2.2.1.2 Echange protonique

Une fois la polarisation périodique du cristal effectuée (2.2.2), le wafer de LiNbO_3 est immergé dans une solution d'acide benzoïque à haute température (160-200°C) durant plusieurs heures. Les ions lithium contenus dans le cristal sont progressivement remplacés par des protons contenus dans le bain selon la réaction chimique suivante :



où x représente le taux de substitution qui dépend de l'acidité du bain et de la température. Ce remplacement induit une augmentation de l'indice extraordinaire et une diminution de l'indice ordinaire [104]. Par conséquent, seuls les modes TM peuvent être guidés au sein des structures fabriquées par échange protonique. L'acidité du bain d'acide benzoïque (AB) est contrôlée par l'ajout de benzoate de lithium (BL). On définit alors un taux de mélange ρ à partir du titre massique de benzoate de lithium :

$$\rho(\%) = \frac{m_{BL}}{m_{BL} + m_{AB}} * 100, \quad (2.26)$$

où m_{BL} (m_{AB}) représente la masse de benzoate de lithium (acide benzoïque) contenue dans le mélange. Lorsque l'acidité est élevée ($\rho < 1$), on parle de guides d'ondes PE ("proton exchange"). L'accumulation de protons à la surface du substrat est alors si forte qu'elle altère ses propriétés cristallines provoquant ainsi une augmentation des pertes optiques et une quasi suppression de ses propriétés non linéaires. Cette étape peut être suivie d'un recuit thermique afin de permettre aux protons de diffuser plus profondément à l'intérieur du substrat pour relaxer les contraintes cristallographiques et permettre au matériau de retrouver partiellement ses propriétés non linéaires ("annealed proton exchanged", APE). Pour restaurer complètement les propriétés non linéaires du matériau, une seconde étape de diffusion dans un bain riche en lithium peut-être introduite. Les ions lithium remplacent les protons en surface qui eux diffusent en profondeur dans le matériau donnant ainsi naissance à un guide d'onde "enterré" ("reverse proton exchange", RPE).

Enfin, il existe une dernière technique pour fabriquer des guides d'ondes par

échange protonique. Elle consiste à réaliser l'échange dans un bain à l'acidité réduite ($\rho \geq 3\%$) et à plus haute température d'où son nom d'échange protonique doux (soft protonic exchange, "SPE"). Le taux d'échange est alors réduit et la vitesse de diffusion augmentée, prévenant ainsi l'accumulation de protons à la surface et l'altération du cristal. Cette technique a été créée à INPHYNI [105], puis développée pendant de nombreuses années [106, 107], permettant aujourd'hui d'obtenir des guides d'ondes en surface, avec un important contraste d'indice ($\simeq 10^{-2}$), de faibles pertes à la propagation et des propriétés non linéaires élevées. C'est ce procédé qui sera exploité pour la confection des guides d'ondes utilisés dans la suite de ce manuscrit (3,4).

Les principales caractéristiques des différentes techniques de fabrication présentées sont résumées dans le tableau 2.3 ci-dessous :

Technique de fabrication	Δn @632 nm	Mode de Polarisation	Pertes de transmission	Non linéarité
Ti-ind	$\leq 0,01$	TM & TE	$\leq 0,1$ dB/cm	Préservée
PE	0,1	TM	≥ 1 dB/cm	Absente
APE	0,02	TM	$\leq 0,1$ dB/cm	Réduite
RPE	0,015	TM	$\leq 0,1$ dB/cm	Préservée
SPE	0,03	TM	$\leq 0,1$ dB/cm	Préservée

TABLE 2.3 – Propriétés des différentes techniques de fabrication des guides d'ondes PPLN d'après la référence [79].

La technique PE est celle qui permet d'obtenir les plus grands contrastes d'indices, mais altère le cristal de manière importante. Les techniques Ti-ind et SPE représentent de très bon compromis.

2.2.1.3 Echange protonique doux

La fabrication de guides d'ondes par échange protonique doux repose sur plusieurs étapes lithographiques. Une fois le poling réalisé (2.2.2), une résine photosensible est déposée à l'aide d'une centrifugeuse sur le wafer de LiNbO_3 . Cette résine est ensuite insolée à travers un masque lithographique, puis une attaque chimique avec un solvant approprié permet de conserver uniquement la résine ayant été illuminée. Des motifs d'alignements disposés sur le masque lithographique permettent de déposer la résine à l'endroit précis où la polarisation périodique du cristal a été effectuée. Ensuite, une couche de 250 nm de silice (SiO_2) est déposée sur le wafer par évaporation assistée par un faisceau d'ions. La résine restante sur le wafer est dissoute sous l'effet d'un bain d'acétone, éliminant ainsi la silice située au dessus (lift-off) pour laisser à l'air libre les zones à échanger. Le wafer est ensuite immergé dans un bain d'acide benzoïque doux ($\rho \geq 3\%$) à 300°C pendant 72h. Enfin, la couche de silice résultante est supprimée à

l'aide d'une immersion de quelques minutes dans une solution d'oxyde gravant tamponnée (BOE, buffered oxide etch).

2.2.1.4 Guides d'ondes de type ruban

Il n'est pas forcément nécessaire de modifier la composition chimique du cristal pour créer des guides d'ondes. Un exemple est présenté en Figure 2.5 où le contraste d'indice est obtenu par un traitement mécanique [108].

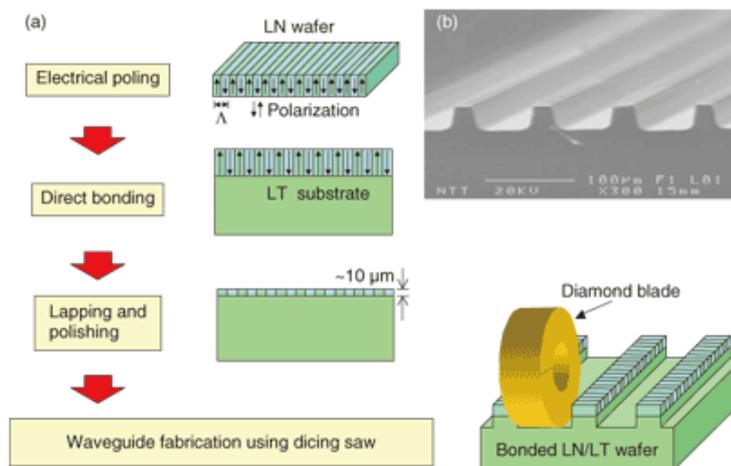


FIGURE 2.5 – Fabrication des guides d'ondes "ridge" d'après la référence [109]. a) Schéma du procédé de fabrication. b) Image microscopique des guides.

Un wafer de LiNbO_3 ayant subi une inversion périodique de sa polarisation spontanée (2.2.2) est déposé sur un substrat de LiNbO_3 dopé au magnésium. Un recuit à 500°C permet alors de coller l'ensemble, puis un polissage permet d'aplanir la surface et de fixer la hauteur du wafer à $\simeq 10 \mu\text{m}$. Pour finir, une scie diamant creuse le wafer formant des guides d'ondes de type rubans ("ridge" en anglais) d'environ $10\text{-}20 \mu\text{m}$ de large et $30 \mu\text{m}$ de profondeur. Ce procédé donne aux structures "ridge" un contraste d'indice vertical et latéral élevé ($\simeq 1,2$) sans altérer la structure du cristal, et donc ses propriétés non linéaires. De plus, par rapport aux guides d'ondes à diffusion titane ou à échange protonique, les guides d'ondes ridges résistent mieux aux dommages induits par des régimes de puissances élevées et le dopage MgO du substrat les rendent peu sensibles aux effets photoréfractifs [108, 110]. En revanche, le confinement de la lumière dans les structures "ridge" dépend fortement de l'état de surface du cristal. Les pertes de propagation γ sont donc généralement plus élevées ($\simeq 0,4 \text{ dB/cm}$ [71]).

2.2.1.5 Niobate de lithium sur isolant

Le contraste d'indice élevé offert par les guides d'ondes de type ruban peut également être créé à l'aide d'un dépôt d'une couche mince de LiNbO_3 sur isolant (SiO_2) [111, 112]. On parle dans ce cas là de "Lithium Niobate on Insulator" (LNOI) [113]. Cette technique permet de créer des structures plus complexes, comme par exemple des anneaux résonnants [114].

2.2.2 Polarisation périodique du substrat

L'inversion de la polarisation spontanée du niobate de lithium (Figure 2.6a,b) est réalisée dans la plupart des cas, par l'application d'un champ électrique (2.1.1). On commence par déposer sur le wafer une résine photosensible. Puis, on illumine aux rayons UV la résine au travers d'un masque lithographique. L'utilisation d'un solvant approprié permet par la suite d'imprimer sur le wafer un motif périodique dont la période dépend de l'accord de phase souhaité. Le wafer est ensuite plongé dans une solution de chlorure de lithium saturée à température ambiante jouant le rôle d'électrodes liquides (Figure 2.6c). Puis, un champ électrique continu $\simeq 20 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ est appliqué sur le wafer pour alterner la polarisation du cristal de façon périodique. Pour finir, le wafer est retiré du bain, séché et la résine restante est dissoute dans un solvant.

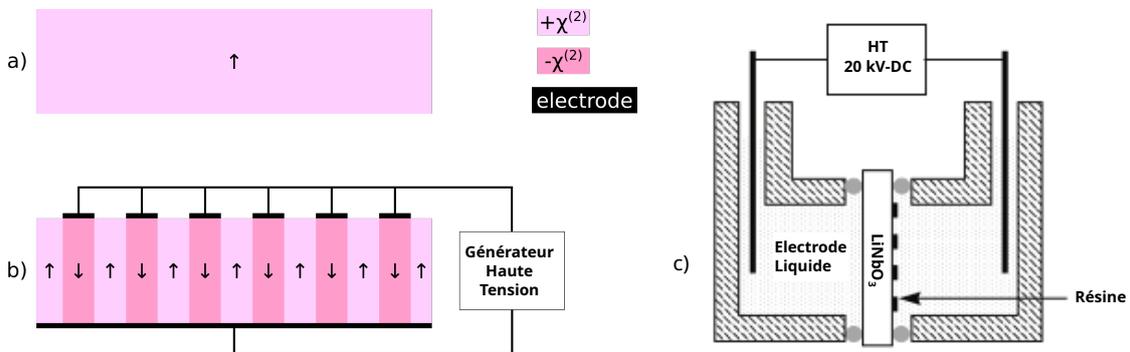


FIGURE 2.6 – Inversion périodique du coefficient non linéaire du Niobate de Lithium : a),b) Schéma de principe. c) Configuration des électrodes.

2.3 Caractérisation des guides d'ondes PPLN

2.3.1 Mesure des pertes à la propagation

La transmission de la lumière dans les guides d'ondes PPLN ne dépend pas uniquement des pertes de propagation, mais également du couplage de la lumière dans le guide. Il est donc difficile de déterminer précisément les pertes de propagations à partir de mesures de transmission. En revanche, il est possible d'utiliser

la différence d'indice entre les facettes des guides ($n_g=2,15$ à 1550 nm) et l'air ambiant ($n_a=1$). Ce contraste permet de former naturellement une cavité Fabry-Pérot via les interfaces air/guide (4.10), dont l'étude des franges d'interférences (cf Figure 4.6) permet de déduire les pertes de propagation p_p (dB/cm) selon la relation suivante [115] :

$$p_p = \frac{4,34}{l} (\ln(r f^2) - \ln(\frac{1 - \sqrt{1 - v^2}}{v})), \quad (2.27)$$

où l représente la longueur du guide d'onde (cm), $r f$ le coefficient de réflexion de fresnel à l'interface air/guide ($\frac{n_g - n_a}{n_g + n_a}$), et v la visibilité des franges d'interférences ($\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$).

2.3.2 Accord de phase

La détermination de l'accord de phase s'effectue par génération de seconde harmonique où "second harmonic generation" (SHG) en anglais. La SHG est un effet non linéaire d'ordre 2 qui annihile deux photons du faisceau fondamental à la fréquence ω_f en un photon signal à la fréquence ω_{sh} deux fois plus grande et qui vérifie les conditions d'accord de phase suivantes :

$$\begin{cases} 2\omega_f = \omega_{sh} \\ 2\vec{k}_f = \vec{k}_s + \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{v}_u \end{cases} \quad (2.28)$$

En utilisant la même méthode qu'en section 2.1.3, on obtient l'équation couplée suivante régissant l'évolution de l'amplitude du faisceau de seconde harmonique [82] :

$$\frac{dA_{sh}}{dz} = i \frac{\omega_{sh}^2 \chi^{(2)}}{2k_{sh} c^2} A_f^2 e^{i\Delta k z}, \quad (2.29)$$

où $\Delta k = 2k_f - k_{sh}$. Si l'on suppose que le champ de pompe est non dépleted ($\frac{dA_f}{dz} = 0$), et qu'on intègre sur la longueur L du cristal, on a :

$$A_{sh} = i \frac{\omega_{sh}^2 \chi^{(2)}}{k_{sh} c^2} A_f^2 \left(\frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i \Delta k} \right). \quad (2.30)$$

Par définition, $P_{sh} \propto A_{sh} A_{sh}^*$, on obtient finalement :

$$P_{sh} \propto P_f^2 L^2 (\chi^{(2)})^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (2.31)$$

L'efficacité de génération du faisceau de seconde harmonique dépend donc quadratiquement de la puissance du laser de pompe et de la longueur du guide d'onde. Pour cette raison, le rendement du procédé est généralement exprimé

comme $100 \frac{P_{sh}}{P_f^2}$ (%/W) où $100 \frac{P_{sh}}{P_f^2 * L^2}$ (%/(W.cm²)) si l'on souhaite comparer deux échantillons de longueurs différentes.

Ce procédé est l'inverse de la fluorescence paramétrique dégénérée. Les couples de valeurs $(\lambda_s, \lambda_i, \lambda_p)$ vérifiant la conservation du moment définie dans l'équation (2.14) valident également celles de la SHG (2.28) si l'on pose $\lambda_s = \lambda_i = \lambda_f$ et $\lambda_{sh} = \lambda_p$. Ainsi, la génération de seconde harmonique permet de déterminer les conditions d'accord de phase de la fluorescence paramétrique dégénéré.

Le banc de mesure expérimental de SHG est illustré sur la Figure 2.7 ci-dessous :

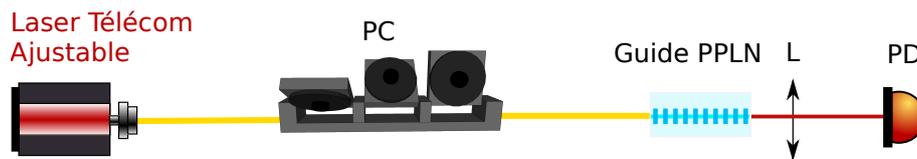


FIGURE 2.7 – Montage expérimental pour la mesure de l'accord de phase par SHG d'un guide d'onde PPLN [89].

Un laser continu ajustable aux longueurs d'ondes des télécommunications (1490-1620nm) et dont la longueur d'onde est visible sur un écran LCD pompe un guide d'onde PPLN. Un contrôleur de polarisation (PC) transforme la polarisation incidente en une polarisation verticale pour optimiser le couplage dans la puce. Si les conditions d'accord de phase sont respectées (2.28), un faisceau de seconde harmonique à la moitié de la longueur d'onde de pompe est alors généré dans le guide et imagé sur une photodiode visible par la lentille (L). La photodiode utilisée est insensible aux longueurs d'ondes supérieures à 1000 nm, il n'est donc pas nécessaire de filtrer le signal de pompe infrarouge. On enregistre ensuite la puissance de signal visible mesuré en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe. Un exemple d'une telle caractérisation est illustré sur la Figure 2.8a où l'on obtient une longueur d'onde d'accord de phase centrée à 1561 nm et une efficacité $\simeq 10\%$ /W. On retrouve bien la forme caractéristique en sinus cardinal du spectre de seconde harmonique comme prédit par l'équation (2.31).

Les conditions d'accord de phase (2.28) dépendent du pas d'inversion (Λ) du quasi accord de phase (Figure 2.8b) et de l'indice du LiNbO₃ qui lui-même varie avec la température (2.1.2). En fonction des besoins, la longueur d'onde d'accord de phase peut donc être ajustée en jouant sur la température du cristal. La dépendance est $\simeq 0,15$ nm/°C.

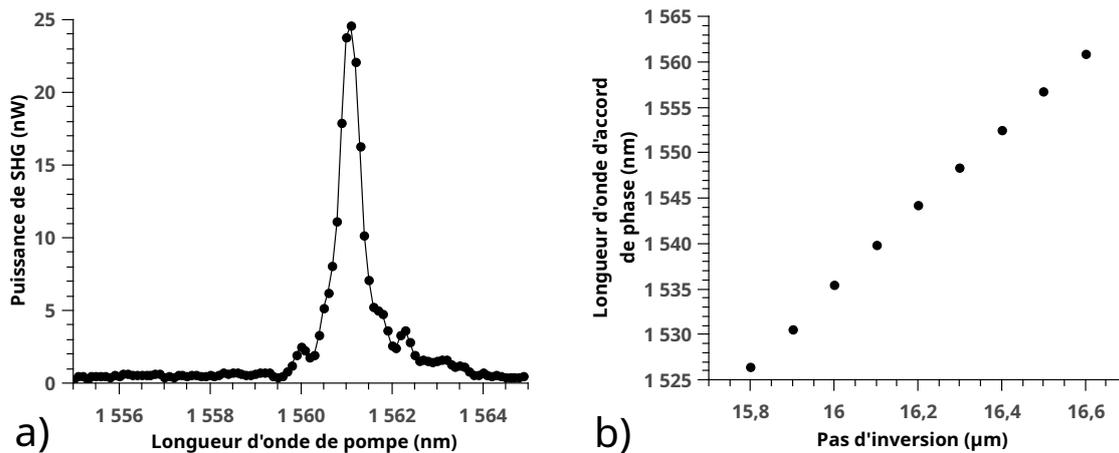


FIGURE 2.8 – Caractérisation de l'accord de phase de guides d'ondes PPLN fabriqués par SPE de largeur 6 μm : a) Courbe d'accord de phase à 104°C pour un pas d'inversion de 16,3 μm et une puissance de pompe de 0,5 mW. b) Évolution de l'accord de phase en fonction du pas d'inversion pour une température de 30°C.

2.3.3 Fluorescence paramétrique

La fluorescence paramétrique annihile un photon de pompe (λ_p) en une paire de photons signal et idler (λ_s, λ_i , voir section 1.2.2.1). Contrairement à la SHG, les équations d'accord de phases de la fluorescence paramétrique (1.84), (2.14) acceptent de multiples solutions. Pour cette raison, son spectre d'émission se caractérise par une large bande spectrale dont la forme dépend des conditions d'accord de phase (cf Figure 2.10). La méthode de la SHG illustré en section précédente permet d'obtenir rapidement un premier point de fonctionnement, à partir duquel un ajustement précis de la température du cristal est nécessaire pour pouvoir se placer à la dégénérescence.

Le spectre d'émission de la fluorescence paramétrique se mesure à l'aide du montage illustré sur la Figure 2.9 ci-dessous :

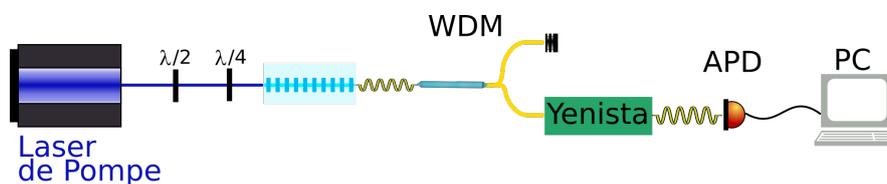


FIGURE 2.9 – Schéma expérimental de la mesure du spectre de la fluorescence paramétrique d'un guide d'onde PPLN [89].

Un laser de pompe émettant dans le visible, accordable en longueur d'onde, est injecté dans un guide d'onde PPLN dont on souhaite caractériser la fluorescence paramétrique. En amont, des lames à retard ($\lambda/2, \lambda/4$) permettent d'obtenir une

polarisation verticale du laser de pompe pour optimiser les interactions non linéaires de type 0. En aval, la lumière est collectée dans une fibre puis injectée dans un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) pour séparer les photons signal et idler des photons de pompe. Les photons signal et idler sont ensuite analysés à l'aide d'un filtre accordable en longueur d'onde (Yenista) de largeur spectrale $\simeq 500$ pm et détectés par un compteur de photons de type photodiode à avalanche (APD). Pour finir, la fréquence centrale du filtre est scannée finement afin de reconstituer le spectre (cf Figure 2.10).

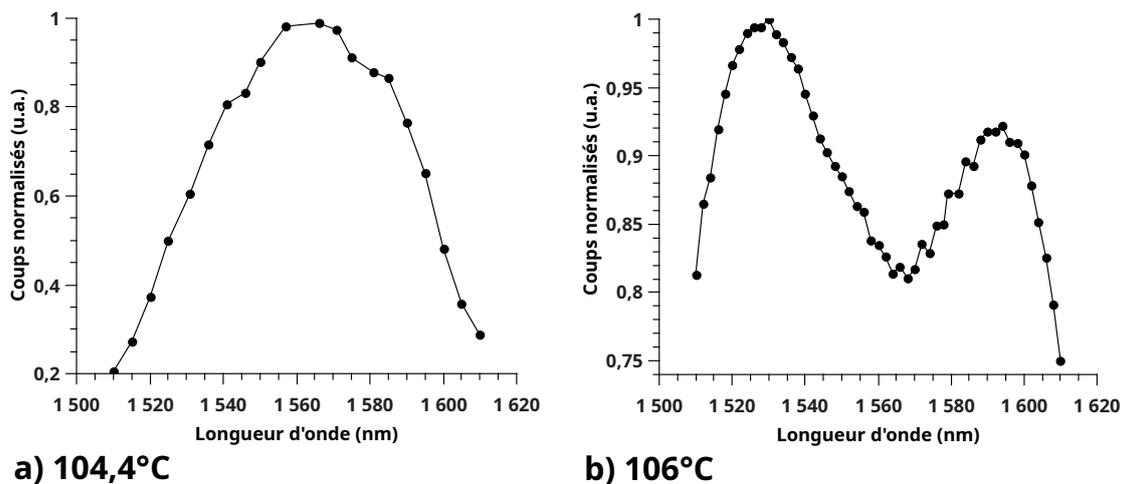


FIGURE 2.10 – Spectre de fluorescence paramétrique en fonction de la température d'un guide d'onde PPLN ($\Lambda = 16,3 \mu\text{m}$) fabriqué par SPE, large de $6 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de pompe de $780,22 \text{ nm}$.

Pour une température du cristal de $104,4^\circ\text{C}$ (Figure 2.10a), le maximum de génération a lieu pour une paire signal/idler vérifiant ($\lambda_s = \lambda_i$). Ce point de fonctionnement particulier s'appelle la dégenérescence et nous servira par la suite pour la génération de lumière comprimée monomode (voir chapitre 3). Lorsque la température augmente (Figure 2.10b), le spectre s'élargit et l'efficacité de génération à la dégenérescence chute. Les paires de photons signal et idler deviennent discernables en fréquence.

2.4 Coupleur intégré sur niobate de lithium

Si l'on observe de plus près le guidage des modes dans un guide d'onde, on s'aperçoit qu'une partie du champ se propage à l'extérieur du guide. C'est ce qu'on appelle le champ évanescent. Ainsi, dès lors que deux guides sont suffisamment proches l'un de l'autre, un couplage a lieu entre les champs des guides dans la zone de recouvrement. Les queues évanescentes des modes guidés excitent un mode de propagation du guide adjacent aboutissant ainsi à un échange

d'énergie entre les guides, dont la quantité dépend de la longueur d'interaction et de la distance entre les guides [116].

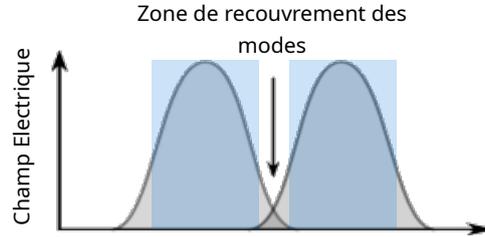


FIGURE 2.11 – Principe de couplage par onde évanescente.

Soient $E_1(z)$, $E_2(z)$ les champs électriques se propageant dans deux guides d'ondes distincts :

$$E_1(z) = \epsilon_1 e^{\beta_1 z}, \quad (2.32)$$

$$E_2(z) = \epsilon_2 e^{\beta_2 z}, \quad (2.33)$$

où $\epsilon_1, (\epsilon_2)$ représente l'amplitude du champ et $\beta_1, (\beta_2)$ la constante de propagation du guide d'onde 1, (2).

Si l'on suppose les guides sans pertes, l'évolution temporelle des champs sous l'effet d'un couplage évanescent s'écrit comme [83] :

$$\begin{cases} \frac{dE_1(z)}{dz} = -ik_c E_2(z) e^{i\Delta\beta z}, \\ \frac{dE_2(z)}{dz} = -ik_c E_1(z) e^{-i\Delta\beta z}, \end{cases} \quad (2.34)$$

avec k_c la constante de couplage entre les deux guides, et $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

Enfin, si l'on injecte uniquement de la lumière dans le premier guide ($E_2(0) = 0$), on peut déterminer l'intensité lumineuse dans chaque guide en fonction de la longueur l d'interaction [83] :

$$\begin{cases} |E_1(z)|^2 = |E_1(0)|^2 \left(1 - \frac{4k_c^2}{4k_c^2 + \Delta\beta^2} \sin^2\left(\frac{l}{2} \sqrt{4k_c^2 + \Delta\beta^2}\right)\right), \\ |E_2(z)|^2 = |E_2(0)|^2 \left(\frac{4k_c^2}{4k_c^2 + \Delta\beta^2} \sin^2\left(\frac{l}{2} \sqrt{4k_c^2 + \Delta\beta^2}\right)\right). \end{cases} \quad (2.35)$$

Si $\Delta\beta=0$, autrement dit si les deux guides d'ondes sont identiques, un transfert d'énergie total entre les deux guides est possible. Ce transfert a lieu pour une longueur d'interaction particulière l_c appelée longueur de couplage et qui vaut : $\frac{\pi}{2k_c}$. En revanche si $\Delta\beta \neq 0$, un transfert total n'est plus possible et l_c est réduite à $\pi/\sqrt{4k_c^2 + \Delta\beta^2}$.

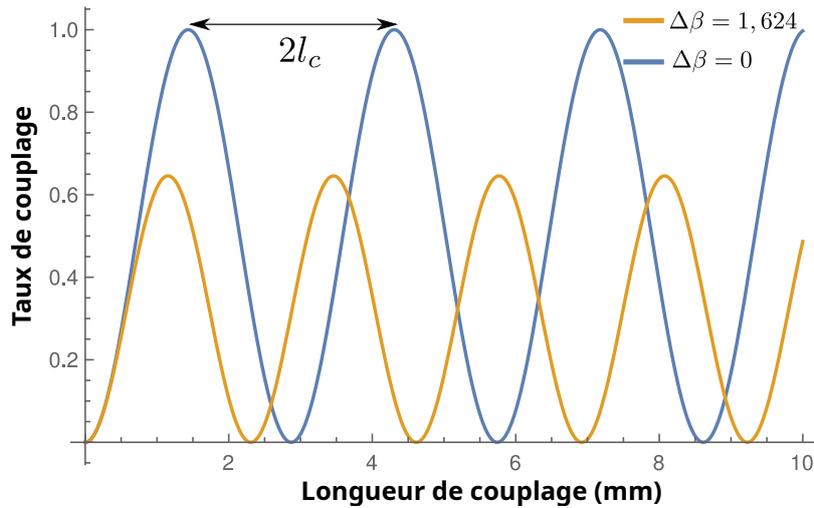


FIGURE 2.12 – Simulation du couplage par onde évanescente pour deux guides d’ondes fabriqués par SPE distants de $11\ \mu\text{m}$ à 30°C et $1,55\ \mu\text{m}$ ($k_c=1,09$).

Enfin, la constante de couplage ne dépend pas seulement des paramètres géométriques du coupleur (séparation entre les guides, longueur de couplage) mais également de la longueur d’onde. Cette propriété permet la réalisation de coupleurs de type démultiplexeur en longueurs d’onde (en anglais "wavelength division multiplexer", WDM). Ces dispositifs séparent la lumière injectée dans l’un des guides en autant de composantes spectrales que le coupleur le permet [81].

3 Génération et manipulation de lumière comprimée sur puce

Sommaire

3.1	Présentation du dispositif expérimental	76
3.2	Mise en forme des faisceaux	77
3.2.1	Laser	77
3.2.2	Contrôleur de phase	79
3.2.3	Etage de doublage	81
3.3	Puce optique de niobate de lithium pour la génération et la manipulation de la lumière comprimée	82
3.3.1	Présentation	82
3.3.2	Gain paramétrique	84
3.3.3	Photoréfraction	87
3.3.4	Recherche du point de fonctionnement	89
3.3.5	Mesure de la compression : mécanismes parasites.	91
3.4	Détection homodyne équilibrée	97
3.4.0.1	Présentation	97
3.4.0.2	Caractérisation des photodiodes	97
3.4.0.3	Caractérisation du bruit de grenaille	99
3.4.0.4	Détection homodyne en cavité	101
3.5	Mesure du niveau de compression	103
3.6	Conclusion	106

3.1 Présentation du dispositif expérimental

Comme vu lors des chapitres précédents (1,2), l'optique intégrée sur LiNbO₃ est un bon candidat pour la réalisation de solutions compactes de génération et de détection de lumière comprimée. Nous proposons ici (cf Figure 3.1) une approche innovante basée sur le montage illustré sur la Figure 1.16. Elle repose sur le mariage entre les composants standards des télécoms pour créer et contrôler les faisceaux lasers de pompe et d'oscillateur local et l'optique intégrée sur LiNbO₃ pour la génération et la manipulation de lumière comprimée.

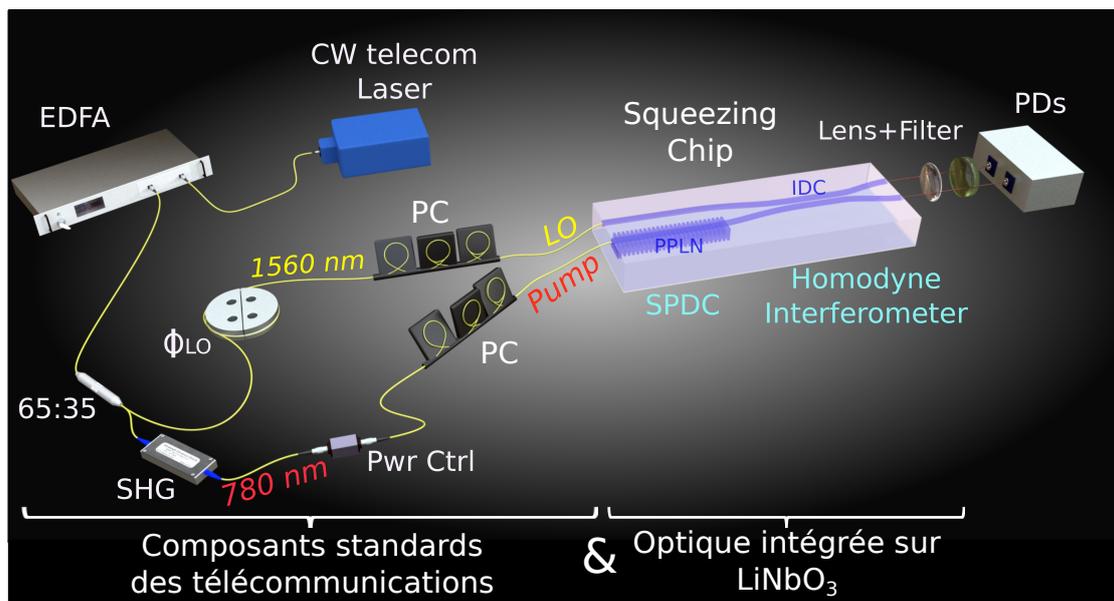


FIGURE 3.1 – Génération et manipulation de lumière comprimée sur puce.

Un laser continu fibré télécom (Toptica DL 100 pro) (voir section 3.2.1) à 1560,44 nm est amplifié jusqu'à 0,95W à l'aide d'un amplificateur à fibre doppée erbium (EDFA, Keopsys CEFA-C-BP-HP). En sortie de l'amplificateur, le faisceau laser est divisé en deux par un coupleur à fibre optique capable de supporter les hautes puissances (65 :35). Le faisceau de plus faible intensité est connecté à un contrôleur de phase (ϕ_{LO}) afin de pouvoir varier sa phase pour l'utiliser comme oscillateur local (voir section 3.2.2). Le contrôleur de phase possède un filtre en polarisation fibré qui, associé à un contrôleur de polarisation en amont de celui-ci (non représenté sur la Figure 3.1), permet de contrôler la puissance de l'oscillateur local.

Le faisceau le plus intense est doublé en fréquence à 780,22 nm par le processus de génération de seconde harmonique (SHG) afin de pomper l'étage de compression. La génération de seconde harmonique est effectuée en simple passage à l'aide d'un guide d'onde PPLN commercial de type "ridge" (NTT, WH-0780-000-F-B-C) dont les facettes sont fibrées et pourvues d'un traitement antireflet

afin de supprimer les réflexions de Fresnel (cf section 3.2.3). Un banc optique fibré en forme de u ("u-bench") associé à une lame de rasoir montée sur une platine de translation micrométrique permet de contrôler finement la puissance du faisceau de seconde harmonique (Pwr Ctrl).

Les faisceaux de pompe et d'oscillateur local sont ensuite dirigés dans une matrice de fibre 2d ("V-Groove" en anglais)[117] afin de les injecter simultanément dans une puce de niobate de lithium (Squeezing Chip)(voir section 3.3). Un contrôleur de polarisation sur chaque bras (PC) permet d'ajuster proprement la polarisation des faisceaux pour maximiser leurs couplage dans la puce. Tous ces composants situés en amont de la puce sont des composants issus des technologies des télécommunications, disponibles dans le commerce, permettant d'obtenir un montage guidé simple à mettre en oeuvre, facilement reconfigurable sans qu'aucun alignement ne soit requis (plug-and-play).

La puce combine sur un même substrat de LiNbO_3 un guide d'onde pour la génération de la lumière comprimée (PPLN) par fluorescence paramétrique spontanée (PPLN) et un coupleur pour l'interférence optique de la détection homodyne (IDC). En sortie, une lentille avec traitement antireflet de focale 11 mm (Thorlabs C220TMD-C) située en face du coupleur intégré permet d'imager les deux faisceaux sur les photodiodes du système de détection homodyne (Thorlabs FGA10)(voir section 3.4), tandis qu'un filtre optique (Thorlabs FELH1310) supprime la pompe résiduelle à 780,22 nm.

3.2 Mise en forme des faisceaux

Une première partie de ce travail a consisté à caractériser les composants photoniques situés en amont de la puce que sont le laser, le contrôleur de phase et le doubleur en fréquence.

3.2.1 Laser

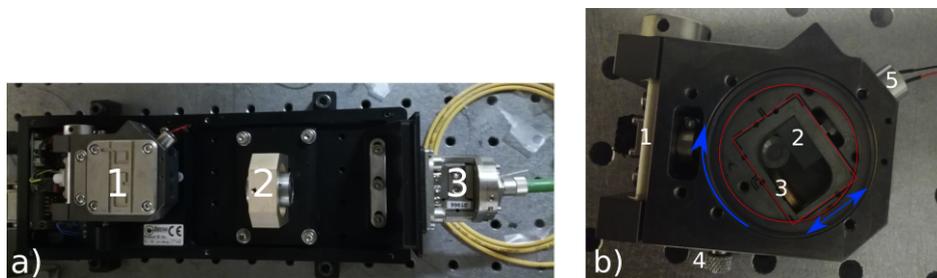


FIGURE 3.2 – a) Toptica DL 100 pro vu de haut constitué de sa cavité laser lithrow (1), d'un isolateur optique 30 dB (2) et d'un système de couplage free space/fibre. b) Cavité laser lithrow vue de haut constitué d'une diode laser (1), d'un réseau de diffraction (2), d'un miroir de sortie (3), d'une vis de réglage (4) et d'un piezo (5).

Pour cette expérience, le laser utilisé est un Toptica DL 100 pro (cf Figure 3.2a). C'est un laser continu, capable de délivrer jusqu'à 40 mW de puissance à 1560,44 nm constitué d'une cavité laser qui génère le faisceau, d'un isolateur 30dB afin d'éviter des réflexions parasites dans la cavité, et d'un système de couplage fibre appelé fiber dock. La cavité laser est une cavité de type lithrow [118](cf Figure 3.2b). Elle se compose d'une diode laser à semi-conducteur insérée dans une cavité externe formée par le réseau de diffraction et la face arrière de la diode et fonctionne de la manière suivante : la diode laser émet un faisceau laser de fréquence fixe et de largeur spectrale définie par sa cavité. Puis, le réseau de diffraction agit comme un miroir qui diffracte en longueur d'onde le faisceau incident et le réfléchit en deux parties, une partie vers la diode et une partie vers le miroir de sortie. Cette réflexion force la diode laser à émettre sur un mode imposé non plus par sa cavité, mais par la diffraction du réseau permettant d'obtenir un faisceau laser avec une largeur de spectre à mi-hauteur réduite (quelques MHz tout au plus) et un rapport signal sur bruit d'environ 50 dB (cf Figure 3.3).

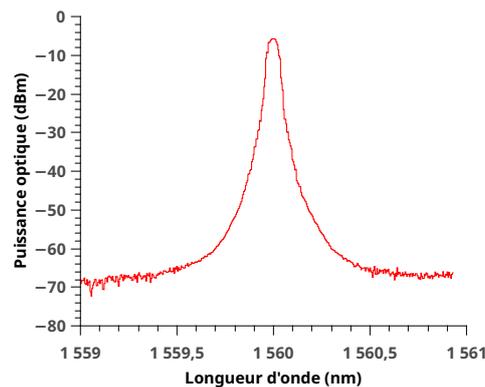


FIGURE 3.3 – Spectre du Laser Toptica. La largeur à mi-hauteur est ici donnée par le réseau du spectromètre.

Il est aussi possible de modifier la cavité lithrow pour accorder finement le laser en fréquence en temps réel. On peut faire tourner le réseau de diffraction à l'aide de la vis de réglage pour changer grossièrement la longueur d'onde à ≈ 100 pm près. Le miroir de sortie solidaire du réseau permet de conserver l'alignement optique du faisceau lors de la rotation. Pour plus de précision, l'actuateur piezoélectrique varie la longueur d'onde au pm près. Cette mécanique de haute précision permet au laser d'opérer sur une grande plage de longueur d'onde (1485-1640 nm). Une fois la cavité lithrow configurée proprement, nous avons étudié les fluctuations de la puissance du laser (cf Figure 3.4).

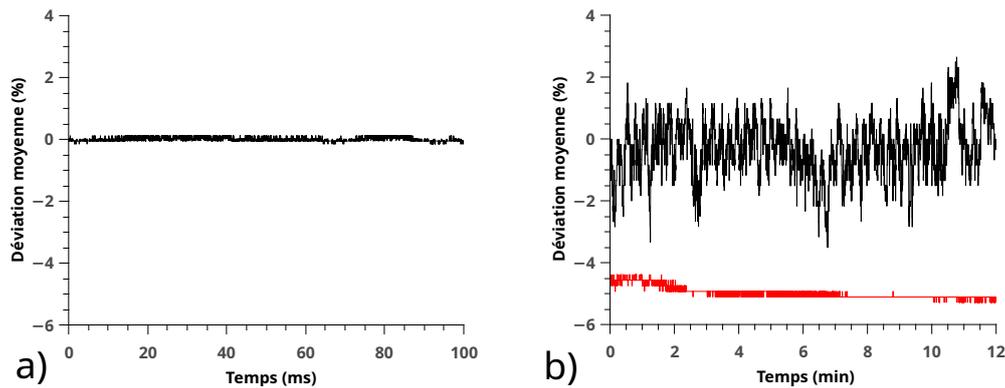


FIGURE 3.4 – Evolution temporelle de la puissance du laser : a) puissance mesurée sur des temps courts (100 ms) en sortie du laser. Chaque point représente 0,025 ms. b) puissance mesurée sur des temps longs (10 min) en sortie du laser (courbe noire) où de l’amplificateur EDFA (courbe rouge). Chaque point représente 100 ms. Par souci de lisibilité, la courbe rouge a été translatée sur l’axe des ordonnées de -5 unités. L’axe des ordonnées représente la déviation moyenne de la puissance en sortie du laser, c’est-à-dire la quantité $100 * \frac{P(t)-P_{moy}}{P_{moy}}$ où $P(t)$ représente la puissance du laser à l’instant t et P_{moy} sa puissance moyenne.

Sur des temps très courts (100 ms), le laser est stable et ne montre pas de fluctuations rapides (Figure 3.4a). En revanche, si l’on étudie la puissance en sortie du laser sur des temps plus longs, on observe un changement de régime avec l’apparition de fluctuations lentes (Figure 3.4b). Ces fluctuations sont fortement réduites une fois le laser amplifié permettant d’obtenir une puissance très stable en sortie de l’amplificateur (EDFA). Cette réduction s’explique par le mode de fonctionnement de l’amplificateur. Il travaille à puissance de sortie constante, c’est-à-dire qu’il ajuste en permanence la puissance du pompage optique interne de sorte à maintenir une puissance de sortie constante, quelle que soit la valeur de la puissance en entrée.

3.2.2 Contrôleur de phase

Pour réaliser une détection homodyne, il est nécessaire de changer la phase de l’oscillateur local (LO). Pour ce faire, nous avons utilisé un dispositif appelé "fiber stretcher" qui étire mécaniquement une fibre pour créer un déphasage via une modification de sa longueur effective (chemin optique). Le schéma est donné sur la Figure 3.5a.

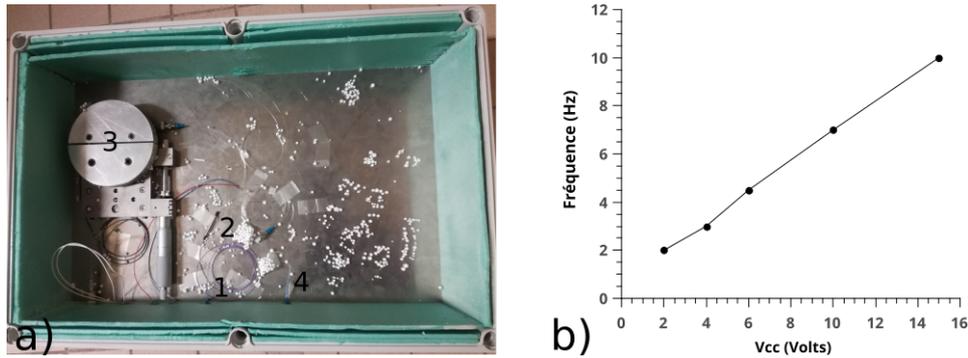


FIGURE 3.5 – a) Photo vue de haut du contrôleur de phase. b) Fréquence des franges d'interférence en fonction de la tension appliquée sur l'actuateur piezoélectrique.

Une fois injecté dans le dispositif par la fibre d'entrée (1), le signal est filtré en polarisation à l'aide d'un filtre en polarisation à fibre optique (2) afin de pouvoir contrôler la puissance en entrée du stretcher. Puis, 6 mètres de fibre à maintien de polarisation sont enroulés autour d'un disque en métal (3) constitué d'une partie fixe et d'une partie mobile qui se déplace sous l'action de l'actuateur piezoélectrique venant ainsi "étirer" la fibre. L'élongation de la fibre induit une rallonge de sa longueur et donc du temps de propagation du signal dans la fibre créant ainsi un déphasage. Enfin, un connecteur standard (4) permet de raccorder la fibre au reste de l'expérience. A l'aide d'un montage de type "Mach Zehnder" où le contrôleur de phase est positionné dans l'un des bras de l'interféromètre, il est possible de caractériser le déphasage introduit par l'élongation de la fibre. En sortie de l'interféromètre, l'intensité optique I vaut :

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos(\Delta\phi)), \quad (3.1)$$

où I_0 représente l'intensité en entrée, et $\Delta\phi$ le déphasage introduit par le contrôleur de phase. La modulation de la phase du signal entraîne donc une oscillation périodique de l'intensité en sortie comprise entre 0 et $2I_0$. Chaque frange d'interférence ainsi observée représente un déphasage de 2π . Il suffit dès lors de mesurer la fréquence des franges d'interférences à l'aide d'une photodiode pour déterminer le déphasage introduit par le contrôleur de phase. Un exemple de ce type de caractérisation est fourni par la Figure 3.5b lorsque le piezo est contrôlé par un signal triangulaire de fréquence 1 Hz. On observe un comportement linéaire de la fréquence des franges en fonction de la tension appliquée. En utilisant des fréquences de contrôle plus élevées, il est possible d'atteindre quelques milliers de franges d'interférences par seconde.

3.2.3 Etage de doublage

Comme expliqué précédemment en section 1.3.4, il est nécessaire de doubler la fréquence du laser pour respecter la cohérence entre l'oscillateur local et la lumière comprimée. Pour cela, nous avons utilisé un guide d'onde PPLN commercial de type ridge (2.2.1.4) (NTT-Electronics WH-0780-000-F-B-C) (cf Figure 3.6).

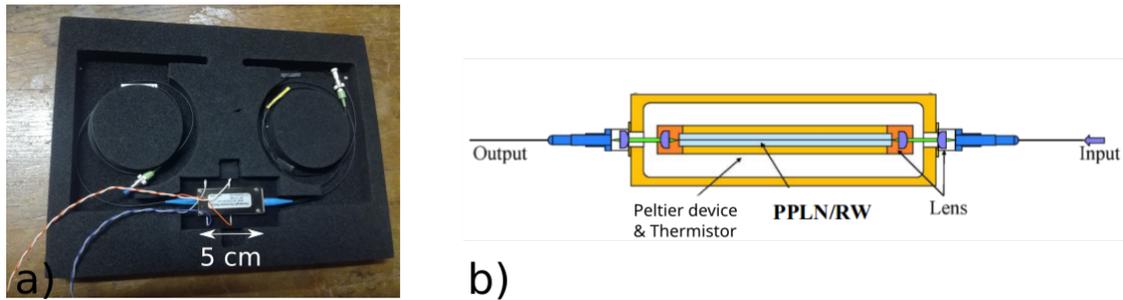


FIGURE 3.6 – Dispositif de doublage en fréquence : a) Photo. b) Schéma.

Il se compose d'un guide d'onde long de 34 mm de type ridge (2.2.1.4) (PPLN/RW) possédant un traitement antireflets sur les facettes pour prévenir tout effet due aux réflexions, et dopé au magnésium afin de supporter les fortes puissances. Il est connecté en entrée à une fibre à maintien de polarisation à 1560 nm et en sortie à une fibre à maintien de polarisation à 780 nm. Le coulage entre les fibres et le guide d'onde est réalisé grâce à l'emploi de micro-lentilles. Le guide d'onde est encapsulé dans un système de régulation de température composé d'un module de chauffage Peltier et d'un thermistor. Le chauffage du guide d'onde permet de modifier son indice, et donc d'ajuster l'accord de phase afin d'exploiter les longueurs d'ondes désirées (voir section 2.1.3)(cf Figure 3.7b). Une régression linéaire effectuée sur la Figure 3.7b nous permet d'estimer cette variation à environ 0,15 nm par degré. Il est conseillé d'opérer le ridge entre 30 et 60°C, ce qui nous obligera pour la suite à travailler entre 1559 et 1563 nm. Ce dispositif est compact, entièrement "plug-and-play" grâce à sa connectique fibrée ce qui le rend particulièrement simple d'utilisation.

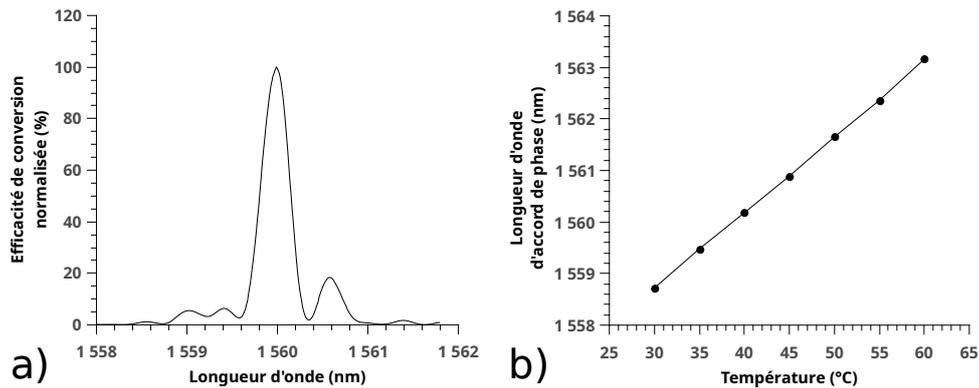


FIGURE 3.7 – Caractérisation du dispositif de doublage en fréquence. a) Spectre montrant que l'accord de phase du doublage en fréquence est obtenu, comme souhaité pour une longueur d'onde de pompe $\simeq 1560$ nm. b) Influence de la température sur la longueur d'onde centrale d'accord de phase.

Les guides d'ondes ridges (cf section 2.2.1.4) de par leur fort confinement, offrent une efficacité de doublage élevée ce qui évite d'utiliser une cavité. Ainsi, pour 500 mW de puissance à 1560,44 nm en entrée, on obtient 160 mW à 780,22 nm en sortie ce qui donne une efficacité de doublage en simple passage de $100 * \frac{160}{500^2} \simeq 64\%/W$.

Le faisceau de pompe résiduel en sortie du guide à 1560,44 nm est supprimé grâce aux pertes de couplage et de propagation dans la fibre de sortie ainsi que l'emploi d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) à fibre optique 980/1550 non représenté sur la Figure 3.1.

3.3 Puce optique de niobate de lithium pour la génération et la manipulation de la lumière comprimée

3.3.1 Présentation

La puce optique sur LiNbO_3 pour la génération et la manipulation de la lumière comprimée (cf Figure 3.8) a été réalisée par la plateforme technologique Optinil d'INPHYNI via la technique SPE (voir section 2.2.1.3, [105]). La puce est composée d'un guide d'onde PPLN (voir section 2.1.3) pour la génération de lumière comprimée ainsi que d'un coupleur intégré pour réaliser l'interférence entre le faisceau comprimé et l'oscillateur local (voir section 2.4). Compte tenu des incertitudes expérimentales de fabrication, il est difficile de concevoir à coup sûr une structure avec un coupleur 50/50 et un accord de phase compatible avec le ridge, c'est-à-dire compris entre 1559 et 1563 nm. C'est pourquoi, cette simple structure est dupliquée de nombreuses fois. La puce est ainsi divisée en

trois zones avec un pas de poling (Λ) différent qui varie de $16,2 \mu\text{m}$ à $16,4 \mu\text{m}$. Au sein de chaque zone, il y a 17 structures dont la longueur d'interaction varie de 3 à 6 mm pour obtenir un coupleur 50/50 (Figure 2.12).

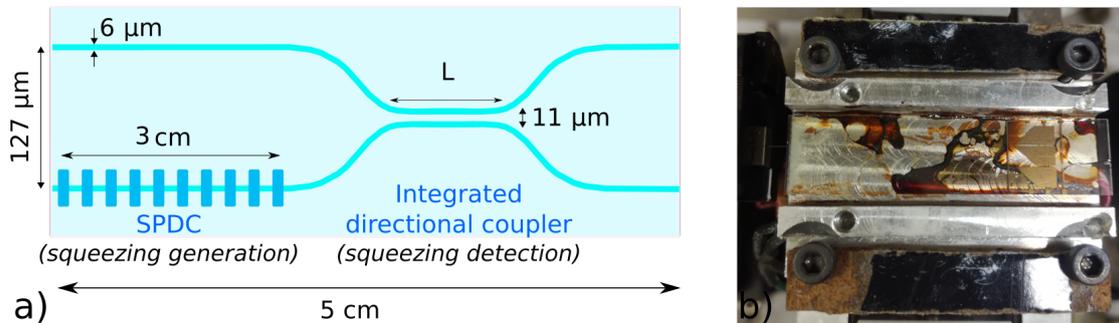


FIGURE 3.8 – a) Schéma de la puce optique sur LiNbO_3 pour la génération et la manipulation de la lumière comprimée. b) Photo de la puce vue de haut montée sur son four.

Chaque structure possède deux guides d'ondes de largeur $6 \mu\text{m}$ et de profondeur de $2 \mu\text{m}$. Les guides d'ondes sont conçus pour être monomode à $1560,44 \text{ nm}$. Les pertes de propagation ont été mesurées à $0,04 \text{ dB/cm}$ à $1560,44 \text{ nm}$ et 1 dB/cm à $780,22 \text{ nm}$. La transmission de la puce, c'est-à-dire le rapport entre les intensités lumineuses mesurées en sortie et en entrée de la puce, dépend elle aussi de la longueur d'onde et varie de 60% à $1560,44 \text{ nm}$ à 10% à $780,22 \text{ nm}$. Les extrémités de la puce (facettes) ont été polies à 0° par polissage mécanique et ne possèdent pas de traitement antireflet. En sortie de la puce, la lumière subit donc un brusque changement d'indice ce qui entraîne des pertes de réflexion égales à $1 - \left(\frac{n_{\text{air}} - n_{\text{puce}}}{n_{\text{air}} + n_{\text{puce}}}\right)^2 \simeq 14\%$. La puce est montée dans un four afin de régler sa température pour contrôler son indice optique et obtenir ainsi l'accord de phase souhaité. Comme pour le dispositif de doublage en fréquence, il faut compter une variation de la longueur d'onde d'accord de phase d'environ $0,15 \text{ nm}$ par degré (Figure 3.7b).

L'écart entre les deux bras du coupleur ($127 \mu\text{m}$) est compatible avec ceux des matrices de fibres 2d standards, ce qui permet d'injecter ensemble la pompe et l'oscillateur local dans la puce. L'injection de la lumière dans les guides se fait à l'aide d'un banc 6 axes où chaque axe est contrôlé par une vis micrométrique. La précision de ces vis permet de positionner finement la matrice de fibre 2d et la lentille de récolte en face du guide d'onde avec une résolution de 20 nm . Ce banc est illustré en Figure 3.9 sur laquelle on retrouve la matrice de fibre 2d (1), la puce montée sur son four (2), et la lentille de récolte (3) ainsi que les vis micrométriques.

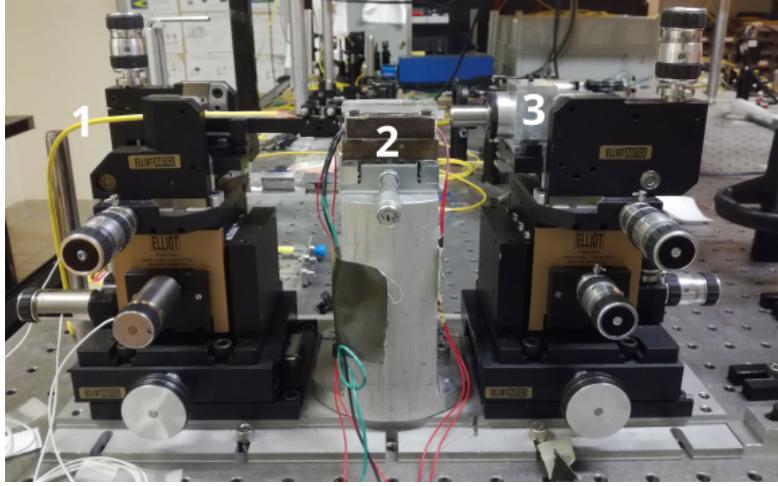


FIGURE 3.9 – Puce sur niobate de lithium avec son banc 6 axes d’injection (laser de pompe et oscillateur local à gauche) et de récolte (lumière comprimée à droite).

En tenant compte des pertes de propagation et de réflexion aux interfaces reportées ci-dessus, ce banc nous permet d’obtenir un couplage fibre/guide de 85% à 1560,44 nm et 43% à 780,22 nm.

3.3.2 Gain paramétrique

La détection homodyne est une mesure très sensible aux pertes (cf section 1.3.3). Si les pertes sont trop élevées, il est tout à fait possible de mesurer un signal dont les fluctuations sont constantes quelle que soit la phase de l’oscillateur local. On peut donc penser qu’il s’agit d’un état cohérent et non d’un état comprimé monomode. Dans ce cas là, il n’est pas possible de savoir si la lumière est réellement comprimée. Ainsi, il convient d’estimer au préalable le degré de compression attendu afin de voir si la détection homodyne est envisageable compte tenu des pertes présentes sur l’expérimentation. C’est l’idée de principe d’une mesure de gain paramétrique. Il convient alors d’injecter dans le cristal un faisceau de sonde en même temps que le faisceau de pompe et de mesurer la puissance en sortie à l’aide d’une photodiode. Cette opération revient à comprimer un état cohérent ($\hat{S}\hat{D}|0\rangle$) puis à mesurer sa puissance optique qui est proportionnelle à son nombre moyen de photons \bar{n} :

$$\bar{n} = \langle 0 | \hat{D}^\dagger \hat{S}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{S} \hat{D} | 0 \rangle, \quad (3.2)$$

où \hat{D} et \hat{S} représente les opérateurs déplacement et compression définis dans le chapitre 1 au travers des équations (1.49) et (1.53). A l’aide des expressions (1.50), (1.51) et (1.54), (1.55) on trouve :

$$\bar{n} = |\alpha|^2 (\cosh^2(s) + \sinh^2(s) - 2\cos(2\phi - \theta)\cosh(s)\sinh(s)) + \sinh^2(s). \quad (3.3)$$

Ici, α représente l'amplitude de la sonde, s le facteur de compression, ϕ la phase de la sonde et θ la phase de l'état comprimé. En utilisant les propriétés de la trigonométrie on obtient finalement :

$$\begin{aligned}\bar{n} &= \frac{|\alpha|^2}{2}(e^{2s}(1 - \cos(2\phi - \theta)) + e^{-2s}(1 + \cos(2\phi - \theta)) + \sinh^2(s), \\ &= |\alpha|^2(e^{2s}\sin^2(\phi - \frac{\theta}{2}) + e^{-2s}\cos^2(\phi - \frac{\theta}{2})) + \sinh^2(s).\end{aligned}\quad (3.4)$$

Dans le cas où $|\alpha|^2 \gg \sinh^2(s)$, il vient naturellement que :

$$\bar{n} = |\alpha|^2(e^{2s}\sin^2(\phi - \frac{\theta}{2}) + e^{-2s}\cos^2(\phi - \frac{\theta}{2})).\quad (3.5)$$

Ainsi, jouer sur la phase relative $(\phi - \frac{\theta}{2})$ entre le faisceau de sonde et de pompe permet de diminuer ou d'amplifier la puissance optique de la sonde. En l'absence de compression ($s=0$), $\bar{n} = |\alpha|^2$. Dès lors, il suffit simplement de mesurer le ratio entre la puissance de sonde minimale obtenue en présence de la pompe et la puissance de la sonde sans la pompe pour obtenir directement le niveau de compression attendu (1.60) [119]. On remarque, en utilisant la méthode utilisée dans la section 1.3.3, que l'effet des pertes sur la mesure du nombre moyen de photons est identique que l'état soit cohérent ou qu'il s'agisse d'un état comprimé. Ainsi, sous réserve que les pertes optiques ne soient pas modifiées par la présence de la pompe, cette mesure relative du degré de compression est indépendante des pertes. De plus, elle est simple à mettre en œuvre ce qui fait d'elle un outil idéal pour l'estimation du degré de compression.

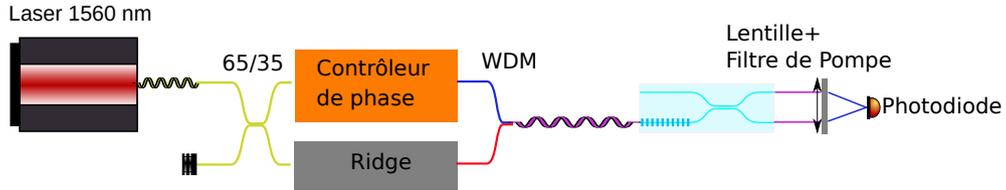


FIGURE 3.10 – Mesure du gain paramétrique [89].

Expérimentalement, nous utilisons le démultiplexeur (WDM) situé en sortie du ridge pour injecter le faisceau l'oscillateur local à 1560,44 nm et le faisceau de pompe à 780,22 nm dans une même fibre (cf Figure 3.10). On injecte ensuite cette combinaison de faisceaux dans un guide d'onde à l'aide du banc 6 axes et on enregistre la puissance du faisceau de sonde en sortie de la puce. Ensuite, on coupe le faisceau de pompe à l'aide du u optique et on mesure le ratio entre la puissance avec et sans pompe pour déterminer le facteur de compression. Durant toute la mesure, on varie la phase de la sonde grâce au contrôleur de phase. Une caractérisation de la puce par SHG (voir section 2.3.2) a permis d'identifier et de localiser un guide d'onde permettant un accord de phase de type 0 à 1560,44 nm

à 80°C ($\lambda = 16,4 \mu\text{m}$). Parmi les 17 structures présentes sur la puce avec ce pas de poling, la dixième possède un coupleur naturellement 50/50. Une mesure de gain paramétrique effectuée sur cette structure est présentée sur la Figure 3.11 ci-dessous :

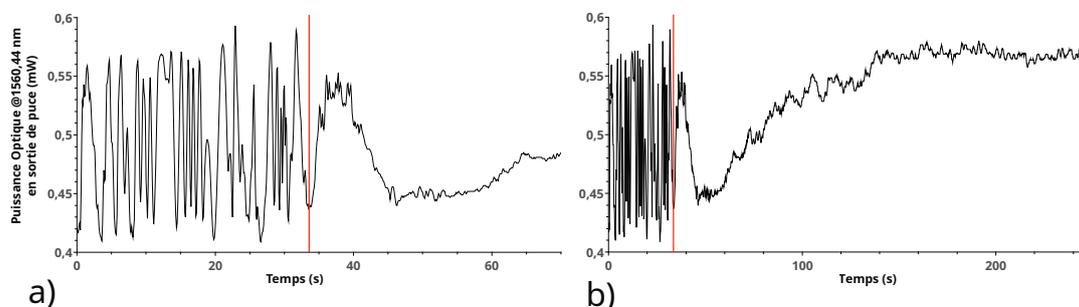


FIGURE 3.11 – Mesure du gain paramétrique pour un accord de phase de type 0 à 1560,44 nm et à 80°C pour une puissance injectée en entrée de puce de 59 mW à 780,22 nm (pompe) et 0,6 mW à 1560,44 nm (sonde) : a) Zoom entre 0 et 70 s. b) Mesure complète sur 250s. La ligne rouge représente le temps à partir duquel la pompe est coupée. Le temps est directement proportionnel à la phase de la sonde.

On remarque tout d'abord des oscillations de la puissance de la sonde en sortie de la puce entre 0 et 35 s. La fréquence de ces franges est identique à celle du déphasage imposé par le contrôleur de phase. Si l'on regarde la Figure 3.10 d'un peu plus près, on s'aperçoit que le montage en amont de la puce est une sorte d'interféromètre de "Mach Zehnder déséquilibré". Nous nous sommes donc demandé si ces oscillations résultent bien d'une interaction de la pompe et de la sonde avec la puce ou si elles ne provenaient pas d'une "interférence classique" entre la pompe et la sonde dans le WDM. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons également mesuré la puissance de la sonde en sortie du WDM, juste avant la fibre d'injection (cf Figure 3.12) :

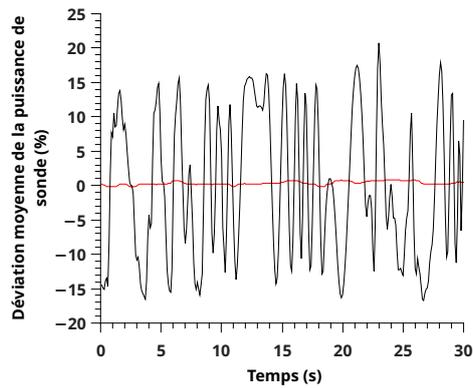


FIGURE 3.12 – Déviation moyenne de la puissance de la sonde dans le WDM (courbe rouge) pour une puissance de pompe injectée dans le WDM de 160 mW et une puissance de sonde de 2 mW. La courbe noire correspond à la déviation moyenne en sortie de la puce dont les données proviennent de la Figure 3.11. L'axe des ordonnées représente la déviation moyenne de la puissance de la sonde, c'est-à-dire la quantité $100 * \frac{P(t) - P_{moy}}{P_{moy}}$, où $P(t)$ représente la puissance de la sonde à l'instant t et P_{moy} sa puissance moyenne. Le temps est proportionnel à la phase de la sonde.

Comme on peut le voir, la puissance de sonde dans le WDM est constante et les oscillations observées en Figure 3.11 entre 0 et 35 s sont bien le résultat de la propagation de la sonde dans la puce. Il s'agit donc bien de franges de gain. Ensuite, on remarque que la sonde réagit à la coupure de la pompe ($t > 35$ s) et oscille avant de se stabiliser ($t > 160$ s). La puissance finale de sonde correspond à une situation pour laquelle la déamplification est beaucoup plus forte que l'amplification. Cette situation est impossible puisque cela reviendrait à violer l'inégalité (1.34). Ainsi, la puissance de sonde injectée dans la puce lorsque $t > 160$ s n'est pas la même que celle pour $t < 35$ s. Cette oscillation inattendue de la puissance de sonde en sortie nous empêche de déterminer le facteur de compression. Cependant, les franges de gain mesurées pour des temps inférieurs à 35 s sont bien la preuve que la puce est capable de générer de la compression à 1560,44 nm.

3.3.3 Photoréfraction

Lors de la mesure du gain, nous avons observé un clignotement du mode optique à 780,22 nm en sortie de la puce lorsque la puissance optique injectée à 780,22 nm devient suffisamment élevée (> 10 mW). Ce clignotement s'explique par la modification de l'indice de la structure guidante au maximum d'intensité du mode guidé, provoquant la répartition de l'énergie dans un mode d'ordre supérieur. Ceci provoque alors la création d'un champ électrique qui à son tour modifie localement l'indice optique de la puce, et donc les conditions de guidage

des modes. On appelle cela l'effet photoréfractif (voir aussi la section 4.1)[101]. Cet effet sera étudié en détail dans le chapitre 4. La propagation de la lumière dans le guide d'onde est multimode à 780,22 nm et est donc très sensible au changement d'indice. Il en résulte des variations de la puissance et du mode optique à 780,22 nm en sortie de la puce. Dans le cadre de notre travail, ces changements sont néfastes car la compression dépend de la puissance du mode fondamental à 780,22 nm injecté dans la puce (1.2.2.1). Cet effet peut être réduit en augmentant la température de la puce. Afin de l'étudier plus en détail, les fluctuations de puissance en sortie de la puce ont été mesurées en fonction de la température, de la longueur d'onde et de la puissance injectée dans la puce (cf Figures 3.13, 3.14 ci-dessous). Sur chaque graphe, l'axe des ordonnées représente la déviation moyenne de la puissance optique comme expliqué pour la figure précédente. Par souci de lisibilité, les courbes ont été décalées sur l'axe des ordonnées.

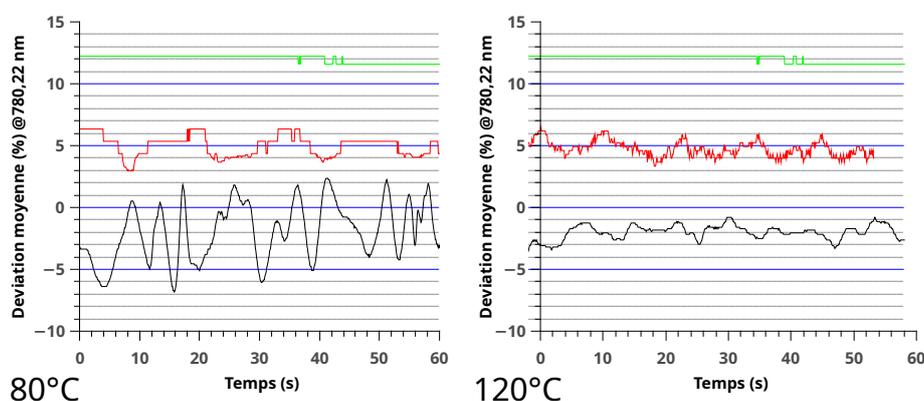


FIGURE 3.13 – Effet de la température de la puce sur les fluctuations de la puissance de pompe en sortie de puce. La courbe verte représente la stabilité mesurée juste avant la puce à puissance maximale (160 mW), la rouge et la noire la stabilité en sortie de la puce pour une puissance en entrée de 2,2 et 59 mW.

L'effet photoréfractif est nettement visible à 780,22 nm à 80°C où l'on peut voir une dépendance des fluctuations de la puissance en sortie de la puce en fonction de la puissance injectée. En revanche, cet effet disparaît à 120°C où les fluctuations de puissance sont beaucoup plus faibles et quasi-indépendantes de la puissance de pompe injectée (Figure 3.13). A 1560,44 nm (Figure 3.14), les fluctuations de la puissance en sortie de la puce sont faibles quelle que soit la température. Les valeurs de puissance de pompe (780,22 nm) et d'oscillateur local (1560,44 nm) injectées dans la puce lors de ces deux mesures correspondent aux conditions expérimentales, c'est-à-dire aux valeurs de puissance qui seront injectées dans la puce lors de la mesure de la compression. La valeur de puissance de la pompe correspond à la puissance maximale disponible compte tenu de l'efficacité du doublage de fréquence et du couplage dans la puce et celle

de l'oscillateur local à la puissance maximale que peuvent supporter les photodiodes de la détection homodyne. Ainsi, à condition d'opérer la puce à 120°C, il est possible de limiter les effets de la photoréfraction sur les fluctuations de la puissance en sortie de la puce lors de la mesure de la compression.

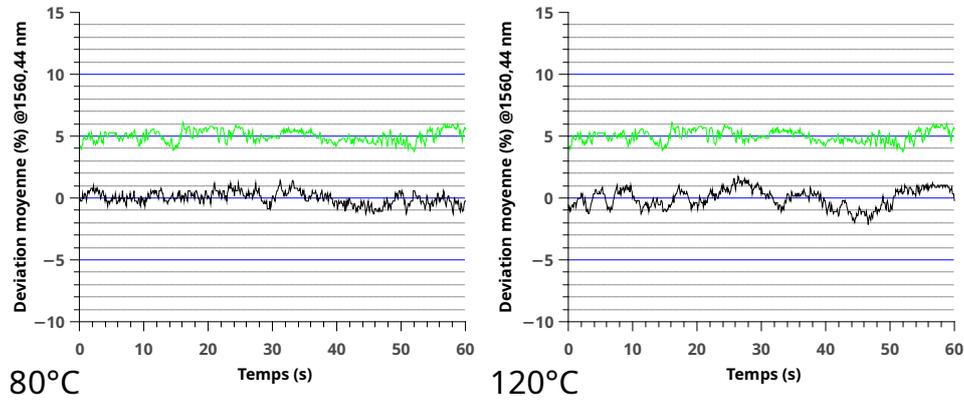


FIGURE 3.14 – Effet de la température de la puce sur les fluctuations de la puissance de l'oscillateur local en sortie de la puce. La courbe verte représente les variations de puissance en sortie du fiber stretcher (90 mW) et la noire celle en sortie de la puce pour une puissance injectée de 4,5 mW.

3.3.4 Recherche du point de fonctionnement

Au vu des mesures précédentes, il est préférable de chercher un accord de phase à plus haute température, donc un guide avec un pas de poling plus petit afin de s'affranchir des effets photoréfractifs. Un accord de phase de type 0 à 104°C a été identifié sur la puce à l'aide d'une mesure de SHG (voir 2.3.2). Il correspond à un pas de poling de 16,3 μm . Comme lors de la mesure de gain à 80°C, le coupleur 50/50 est également présent sur la dixième structure. En premier lieu, il faut réaliser une mesure de coïncidence entre les photons signal et idler (cf Figure 3.15) pour se placer à la dégénérescence (2.3.3) afin de maximiser la génération de la compression à 1560,44 nm.

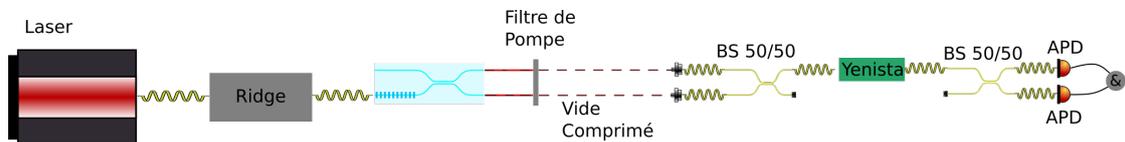


FIGURE 3.15 – Mesure de coïncidences des paires de photons produites au sein de la structure PPLN de la puce.

Tout d'abord, on pompe la puce à l'aide du ridge pour créer des paires de photons signal et idler. Celles-ci sont collectées dans des fibres optiques, filtrées à l'aide d'un filtre accordable en longueur d'onde pour ne garder que les paires

généérées à 1560,44 nm (Yenista), puis détectées à l'aide de détecteurs de photons uniques de type photodiode à avalanche (APD). Un module de coïncidence (&) permet d'enregistrer les détections simultanées au cours du temps, à partir desquelles on peut déterminer le taux de génération de paires de photons à 1560,44 nm. Enfin, on maximise ce taux en optimisant finement la température du cristal. Le maximum a été mesuré pour une température de 104,44°C.

Cette température est nettement inférieure aux 120°C requis pour lesquels les fluctuations de puissance en sortie de la puce sont stables quelle que soit la puissance injectée (cf 3.3.3). Cependant il s'agit de la température d'accord de phase la plus élevée possible disponible sur la puce. Il est donc nécessaire d'étudier à nouveau la photoréfraction, comme le montre la Figure 3.16.

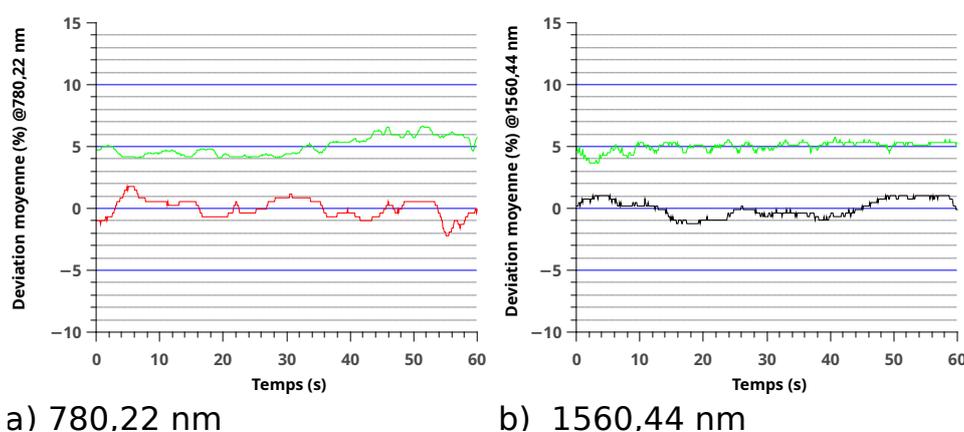


FIGURE 3.16 – Fluctuations des puissances de l'oscillateur local et de la pompe en sortie de la puce à 104,44°C. a) Fluctuations de la puissance de la pompe en sortie des deux bras du coupleur (54 mW, verte) ou un seul (22 mW, rouge). b) Fluctuations de la puissance de l'oscillateur local pour une puissance injectée de 4,5 mW avec (noire) ou sans (verte) 54 mW du faisceau de pompe à 780,22 nm qui sont injectés dans l'autre bras du coupleur. Par souci de lisibilité, les courbes ont été décalées sur l'axe des ordonnées.

En premier lieu, on effectue les mêmes mesures qu'en section 3.3.3, c'est-à-dire que l'on étudie les fluctuations de la puissance en sortie de la puce lorsque l'on injecte l'oscillateur local où la pompe (courbes vertes et rouge). Puis, dans un second temps on simule la mesure de la compression en injectant l'oscillateur local et la pompe en même temps dans la puce en utilisant les deux bras du coupleur intégré (courbe noire). On remarque que quelle que soit la configuration retenue, aucun clignotement du mode optique à 780,22 nm en sortie de la puce n'est visible à l'oeil nu et que les fluctuations de puissance mesurées sont faibles. Ce nouvel accord de phase semble donc être bien adapté pour réaliser une mesure de compression à condition d'observer du gain (cf Figure 3.17).

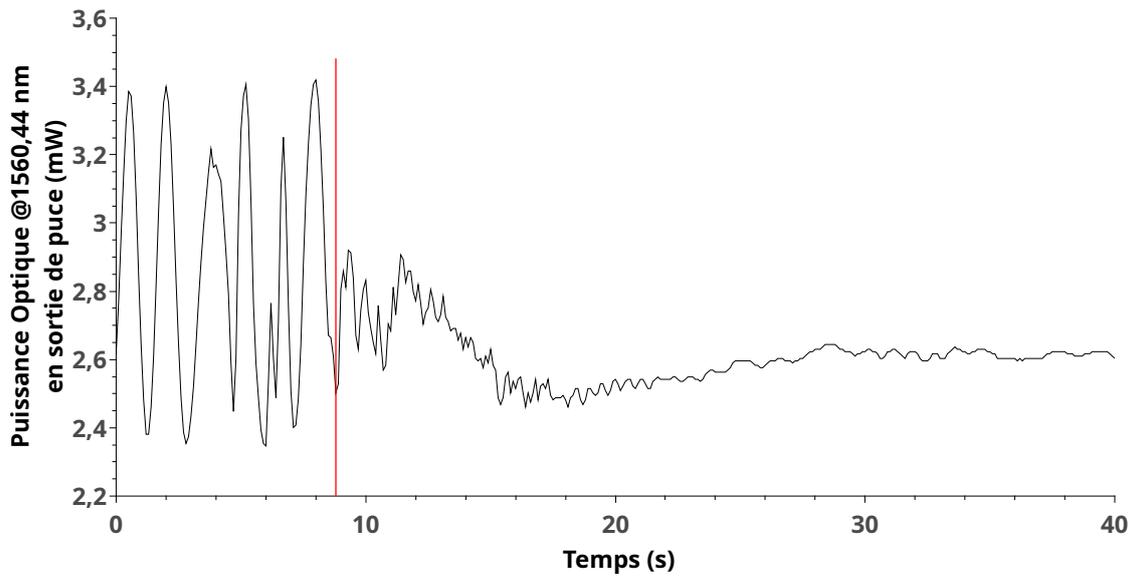


FIGURE 3.17 – Mesure du gain paramétrique pour un accord de phase de type 0 à 1560,44 nm et à 104,44°C pour une puissance injectée en entrée de puce de 50 mW à 780,22 nm (pompe) et 4,7 mW à 1560,44 nm (sonde). La ligne rouge représente le temps à partir duquel la pompe est coupée.

L'effet de la pompe sur le faisceau sonde observé à 80°C (cf Figure 3.11) est ici réduit mais toujours présent et nous empêche à nouveau d'estimer la compression.

3.3.5 Mesure de la compression : mécanismes parasites.

Une fois le point de fonctionnement trouvé grâce à la mesure du gain paramétrique, on s'intéresse désormais à la mesure de la compression. Pour cela, on injecte la pompe dans le PPLN et l'oscillateur local sur l'autre bras du coupleur intégré. On remarque immédiatement un effet de la puissance de la pompe sur la transmission de l'oscillateur local semblable à celui observé lors de la mesure du gain entre la sonde et la pompe (cf Figure 3.18a). Sur ce graphique, P_{03} (P_{04}) représente la puissance mesurée de l'oscillateur local en sortie du bras du haut (bas) du coupleur intégré comme illustré sur la Figure 3.8a.

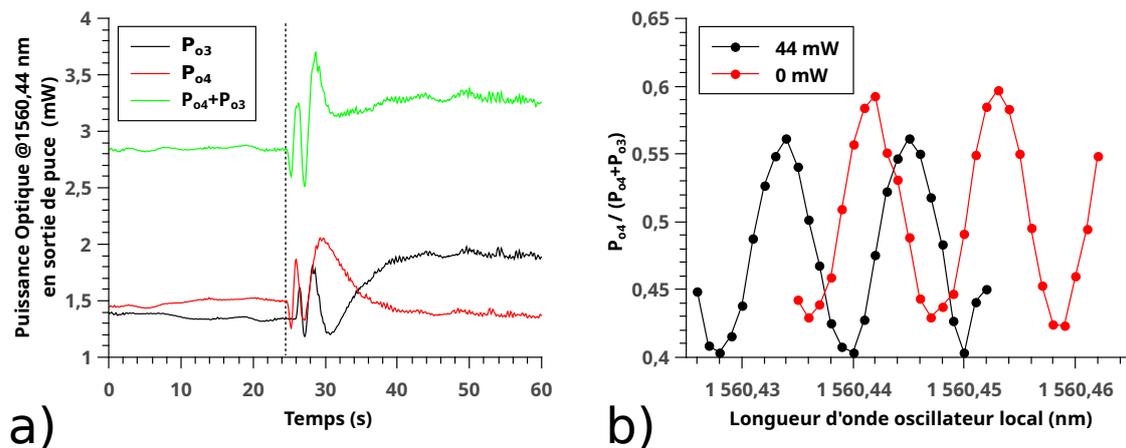


FIGURE 3.18 – a) Puissance de l'oscillateur local en sortie des deux bras du coupleur intégré avec et sans 44 mW de pompe injectée en entrée de la puce. La coupure est représentée par le trait pointillé noir. b) $P_{o4}/(P_{o3} + P_{o4})$ en fonction de la longueur d'onde de l'oscillateur local pour différentes puissances de pompe injectées en entrée de la puce à 104,44°C.

On remarque une augmentation de la puissance de l'oscillateur local en sortie de la puce. Cet effet est très néfaste pour la mesure de la compression puisque le bruit de grenaille dépend linéairement de la puissance optique (3.19). Or, le bruit de grenaille nous sert de référence pour mesurer le degré de compression. Il doit donc rester constant quelle que soit la puissance de pompe injectée dans la puce comme expliqué en section 1.3.1. A 780,22 nm, le coupleur intégré possède un rapport de couplage de 40/60. Cette légère asymétrie induit un changement local de l'indice optique par photoréfraction différent dans les deux bras du coupleur intégré (voir section 3.3.3), pouvant altérer son fonctionnement (cf section 4.3). Cependant, on remarque que le changement de la puissance de l'oscillateur local en sortie de la puce est également asymétrique puisque seule P_{o3} varie tandis que P_{o4} reste pratiquement constante ce qui infirme cette hypothèse.

En revanche, les réflexions de Fresnel à l'interface air/puce font de la puce un système résonnant comme on peut le voir sur la Figure 3.18b, où la transmission de l'oscillateur local dépend de sa longueur d'onde mais également de la puissance de pompe injectée dans la puce. Le changement de l'indice optique de la puce dû à la photoréfraction semble donc modifier les résonances des modes de la cavité formée par les facettes de la puce.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons développé un modèle théorique permettant de décrire les effets de la cavité induits par les facettes de la puce. Il s'agit d'un traitement classique des interférences des champs contenus dans la puce et qui ne tient pas compte des effets non linéaires induits par le passage d'un champ de pompe dans la structure PPLN. Un traitement quantique de ces effets sera présenté en section 3.4.0.4. Pour cela, nous allons désormais considérer la puce comme un système résonnant possédant 4 entrées et 4 sorties (cf

Figure 3.19) et écrire l'évolution des champs électriques associés. Les champs en entrée/sortie seront dénotés par E_{ix}, E_{ox} pour input/output, où $x=1,2,3,4$ représente le port considéré. Dans chacun des bras du coupleur, ils seront représentés par E_{xg}, E_{xd} , où g, d souligne le sens de propagation gauche ou droite du champ. Les champs en entrée (E_{ix}) correspondent à l'injection de la lumière dans la cavité. On injecte ici uniquement de la lumière dans le port 1 (oscillateur local), donc seul $E_{i1} \neq 0$. Pour la suite, et par souci de simplicité on désignera par P_{ox} la puissance d'oscillateur local en sortie du port x ($x=1,2,3,4$) de la puce selon la convention définie sur la Figure 3.19.

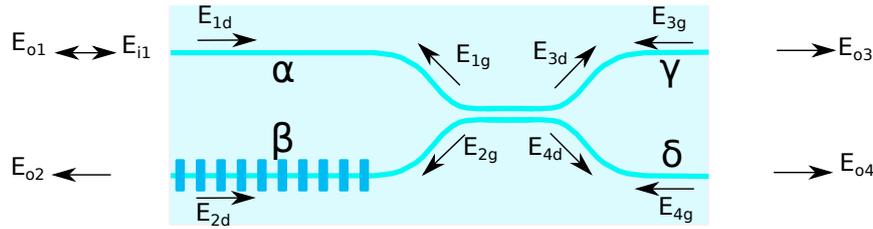


FIGURE 3.19 – Schématisation des effets cavité au sein de la puce.

Compte tenu des résultats de l'analyse effectuée en section 3.3.3, on considère que seul le faisceau de pompe participe à la photoréfraction. On modélise l'effet photoréfractif induit par la pompe par la modification de la phase ψ présente dans chacun des bras du coupleur ($\alpha, \beta, \gamma, \delta$) :

$$\psi = \frac{2\pi n l}{\lambda} + \delta n \psi. \quad (3.6)$$

Où n représente n l'indice optique de la puce à 1560,44 nm, l la longueur de la puce (5 cm), λ la longueur d'onde (1560,44 nm) et $\delta n \psi$ la modification de l'indice optique de la puce par photoréfraction. $\delta n \psi$ peut s'écrire comme [120] :

$$\delta n \psi \simeq \frac{g P_{redx}}{1 + h P_{redx}}, \quad (3.7)$$

où P_{redx} représente la puissance optique de pompe injectée dans le bras x , et $g \simeq 9,465 * 10^{-7}$ et $h \simeq 8,864 * 10^{-3}$ sont des constantes qui caractérisent l'effet photoréfractif sur niobate de lithium. A 780,22 nm, les pertes de propagation sont élevées (1 dB/cm) et la réflexion des miroirs de la cavité est faible (14%). Pour ces raisons, d'après l'équation 3.7 on ne tient pas compte des réflexions de la pompe sur les facettes de la puce pour modéliser l'effet photoréfractif. On suppose donc nul son effet dans le bras 1. A cette longueur d'onde, le coupleur intégré est 60/40 et la puissance de pompe y est divisée de moitié puisqu'il se trouve à 3 cm du bord de la puce. On peut désormais calculer le changement de

l'indice optique par photoréfraction dans chacun des bras de la puce comme :

$$\begin{cases} \delta n\alpha = 0, \\ \delta n\beta = \frac{gP_{red}}{1 + hP_{red}}, \\ \delta n\gamma = \frac{0,5 * 0,4gP_{red}}{1 + 0,5 * 0,4hP_{red}} = \frac{0,2gP_{red}}{1 + 0,2hP_{red}}, \\ \delta n\beta = \frac{0,5 * 0,6gP_{red}}{1 + 0,5 * 0,6hP_{red}} = \frac{0,3gP_{red}}{1 + 0,3hP_{red}}. \end{cases} \quad (3.8)$$

P_{red} représente la puissance de pompe injectée en entrée du bras 2. On désigne par r, t ($r = t = \sqrt{0,5}$) les coefficients de réflexion et de transmission du coupleur intégré de la puce et rf, tf ($rf = \sqrt{0,14}, tf = \sqrt{0,86}$) les coefficients de Fresnel de transmission et de réflexion aux interfaces air/puce supposées sans pertes ($r^2 + t^2 = rf^2 + tf^2 = 1$).

On écrit ensuite l'expression des champs dans la puce. La puce se compose de 4 ports d'entrée/sortie et d'un coupleur intégré. Il y aura donc au total 12 équations, 2 par port d'entrée/sortie et 4 pour le coupleur intégré. Il vient pour les champs internes à la puce :

$$\begin{cases} E_{1d} = tfE_{i1} - rfe^{i\alpha}E_{1g} \\ E_{2d} = -rfe^{i\beta}E_{2g} \\ E_{3g} = -rfe^{i\gamma}E_{3d} \\ E_{4g} = -rfe^{i\delta}E_{4d} \\ E_{3d} = -re^{i\alpha}E_{1d} + te^{i\beta}E_{2d} \\ E_{4d} = te^{i\alpha}E_{1d} + re^{i\beta}E_{2d} \\ E_{1g} = re^{i\gamma}E_{3g} + te^{i\delta}E_{4g} \\ E_{2g} = te^{i\gamma}E_{3g} - re^{i\delta}E_{4g} \end{cases} \quad (3.9)$$

puis, pour les champs en sortie

$$\begin{cases} E_{o1} = rfE_{i1} + tfe^{i\alpha}E_{1g} \\ E_{o2} = tfe^{i\beta}E_{2g} \\ E_{o3} = tfe^{i\gamma}E_{3d} \\ E_{o4} = tfe^{i\delta}E_{4d} \end{cases} \quad (3.10)$$

qui s'écrivent comme une combinaison linéaire des champs contenus dans la puce. Ainsi, il suffit de résoudre le système (3.9) pour obtenir leurs expressions en fonction des résonances de la cavité. Par définition, l'intensité est proportionnelle au module au carré des champs. On peut donc obtenir l'intensité en sortie de

chaque port comme :

$$I_{ox} \propto E_{ox} E_{ox}^*. \quad (3.11)$$

Il suffit ensuite de multiplier par la section S du guide d'onde pour obtenir la puissance en sortie de chaque port, $P_{ox} = S I_{ox}$.

On normalise la puissance en divisant par la puissance injectée dans la puce :

$$P_{nox} = P_{ox}/(E_{i1} E_{i1}^* S) = I_{ox}/(E_{i1} E_{i1}^*). \quad (3.12)$$

La résolution numérique sous ordinateur donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{no1} = \left| \frac{((1 + e^{2i(\alpha+\gamma)})(1 + e^{2i(\beta+\delta)}) - (e^{2i\alpha} + e^{2i\delta})(e^{2i\gamma} + e^{2i\delta})t^2)rf}{x} \right. \\ \quad \left. + \frac{(-e^{2i(\beta+\delta)}(1 + e^{2i(\alpha+\gamma)}) + e^{2i\beta}(e^{2i\gamma} + e^{2i\delta})t^2)rtf^2}{x} \right|^2, \\ P_{no2} = \left| \frac{(e^{2i\gamma} + e^{2i\delta})rtrftf^2}{x} \right|^2, \\ P_{no3} = \left| \frac{((1 + e^{2i(\beta+\delta)}) - e^{2i(\beta+\delta)}t^2)rtf^2}{x} \right|^2, \\ P_{no4} = \left| \frac{(-1 + e^{2i(\beta+\gamma)})(1 - tf^2)}{x} \right|^2, \end{array} \right. \quad (3.13)$$

où x vaut :

$$(1 + e^{2i(\beta+\gamma)} + e^{2i(\alpha+\delta)})t^2(-rf^2) + (e^{2i(\alpha+\gamma)} + e^{2i(\beta+\delta)})r^2rf^2 + e^{2i(\alpha+\beta+\gamma+\delta)}rf^4. \quad (3.14)$$

Les résultats de cette modélisation sont illustrés sur la Figure 3.20b ci-dessous.

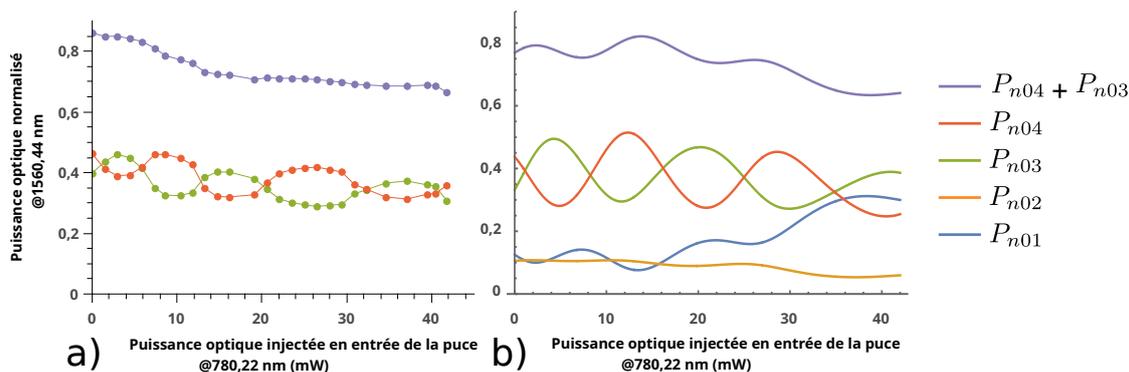


FIGURE 3.20 – Puissance optique à 1560,44 nm normalisée en sortie des différents ports de la puce en fonction de la puissance de pompe injectée dans le port 2 : a) Données expérimentales. b) Modélisation des résultats attendus pour comparaison.

On remarque que la puissance de l'oscillateur local en sortie des ports 1,2,3 et 4 de la puce dépend de la puissance de pompe injectée. Nous avons mesuré

expérimentalement (cf Figure 3.20a) la puissance de l'oscillateur local en sortie des ports 3 et 4 de la puce en fonction de la puissance de pompe injectée dans le port 2. La puissance totale de l'oscillateur local injectée dans la puce à partir de laquelle les données expérimentales sont normalisées est estimée à $(P_{o3}^0 + P_{o4}^0) * t f^2$, où P_{o3}^0 (P_{o4}^0) représente la puissance de l'oscillateur local en sortie du port 3 (4) de la puce pour une puissance de pompe injectée de 0 mW. On observe un comportement similaire des sorties 3 et 4 à celui observé lors de la modélisation. Ainsi, les faibles changements d'indice opérés par la photoréfraction ($\simeq 10^{-5}$) suffisent à changer les résonances de la cavité formée par les facettes de la puce. Il en résulte une modification de la répartition de la puissance de l'oscillateur local en sortie des différents ports de la puce et explique l'effet observé sur la Figure 3.18a.

La simulation effectuée jusqu'à présent suppose que la pompe et l'oscillateur local sont injectés chacun dans un bras du coupleur intégré, ce qui n'est pas le cas lors de la mesure du gain paramétrique. Elle ne permet donc pas d'expliquer les fluctuations de la sonde observées lorsque la pompe est coupée (Figures 3.11, 3.17). Toutefois, il est facile de modifier le programme pour modéliser le gain paramétrique. Il suffit pour cela de modifier l'expression (3.8) en posant $\delta n\beta = 0$ et $\delta n\alpha = \frac{gP_{red}}{1+hP_{red}}$. Les résultats de cette modélisation sont présentés dans la Figure 3.21 ci-dessous :

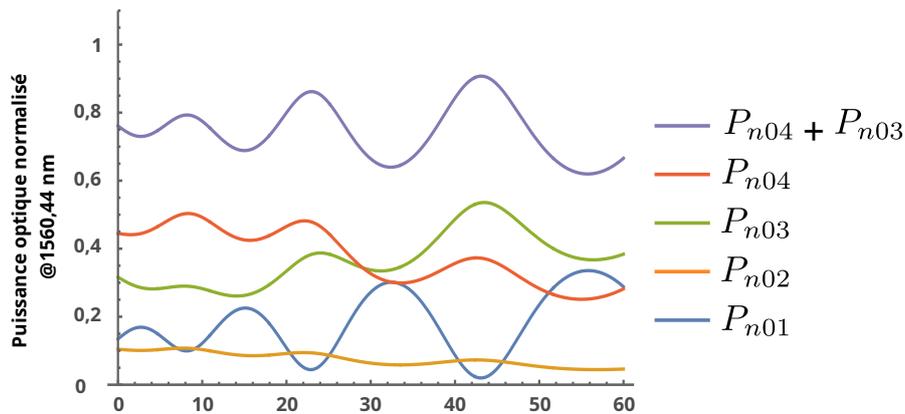


FIGURE 3.21 – Modélisation de la puissance optique normalisé en sortie de la puce lorsque l'oscillateur local et la pompe sont injectées ensemble dans le port 1.

On retrouve à nouveau une fluctuation de la puissance optique de l'oscillateur local en sortie des ports de la puce en fonction de la puissance de pompe injectée ce qui explique l'effet observé sur les Figures 3.11 et 3.17. Une fois cet effet bien compris, nous avons voulu réaliser à nouveau une mesure du gain. Cette fois-ci, on ajoute au montage (Figure 3.10) un circulateur optique en amont de la puce pour pouvoir récupérer le signal réfléchi en sortie du port 2 en plus des sorties des ports 3 et 4. Cette donnée supplémentaire nous permet d'estimer la puissance du faisceau de sonde en sortie des ports 3 et 4 en présence de la pompe lorsque

le gain est nul grâce à l'analyse de ses fluctuations. Cependant, cet essai a été réalisé après les mesures du niveau de compression présentées en 3.5. Or, après cette mesure, la puce semble avoir subi un dégât optique puisque l'efficacité non linéaire du guide est fortement réduite, si bien qu'il n'a pas été possible d'observer du gain. Pour cette raison, nous n'avons pas pu effectuer la mesure précise du gain paramétrique.

3.4 Détection homodyne équilibrée

3.4.0.1 Présentation

Le schéma bloc électronique de la détection équilibrée est illustré sur la Figure 3.22a. On y retrouve les deux photodiodes (1) (pd+ et pd-), un amplificateur monté en transimpédance (2), ainsi que des composants de stabilisation et d'ajustement de la tension (3). Le système de détection fonctionne de la manière suivante : en premier lieu, une tension est appliquée sur les photodiodes afin de réduire leurs capacités pour qu'elles produisent un photocourant proportionnel à l'intensité lumineuse d'éclairement (régime de photoconduction). Elles sont ensuite connectées entre elles (montage tête bêche) pour que le courant au nœud A soit directement égal à la soustraction de leurs photocourants. Ce photocourant est ensuite amplifié et transformé en tension à l'aide de l'amplificateur monté en transimpédance. L'amplificateur possède une bande passante de 5 MHz et un gain d'un facteur 320.

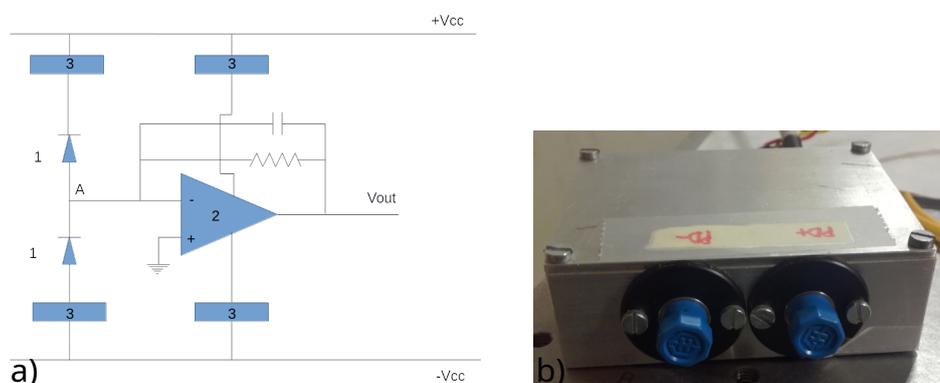


FIGURE 3.22 – a) Schéma bloc électronique de la détection équilibrée développé à l'université de Florence (It). b) Photographie de la réalisation expérimentale de la détection équilibrée (circuit+photodiodes).

3.4.0.2 Caractérisation des photodiodes

Comme vu précédemment à la section 1.3, il est primordial que les photodiodes aient une efficacité la plus élevée possible afin de limiter les pertes. La

tension électrique V en Volts délivrée par une photodiode en régime de photo-conduction peut s'écrire comme [121] :

$$V = P_{opt} * R * R_c, \quad (3.15)$$

où P_{opt} représente la puissance optique incidente en W, R la sensibilité de la photodiode en A/W et R_c la résistance de charge du circuit en Ω . La sensibilité dépend directement du matériau avec lequel est faite la photodiode. Pour mesurer efficacement des courants aux longueurs d'onde des télécommunications, il est préférable d'utiliser un matériau semi-conducteur possédant une efficacité de conversion élevée, et dont l'écart en énergie entre la bande de valence et la bande de conduction est inférieur à l'énergie d'un photon à 1550 nm. Pour cette raison, nous avons utilisé pour ce travail des photodiodes à base d'arséniure d'indium gallium (InGaAs). R est définie comme le rapport entre le photocourant i produit par la photodiode et P_{opt} [121] :

$$R = \frac{i}{P_{opt}} = \frac{e\eta}{hv}, \quad (3.16)$$

où h est la constante de Planck en J.s, v la fréquence de la lumière en Hz, e la charge de l'électron (A.s) et η l'efficacité de la photodiode. Ainsi, il suffit simplement de mesurer R pour obtenir η :

$$\eta = \frac{hvR}{e} = \frac{1,24R}{\lambda} = \frac{1,24V}{\lambda P_{opt} R_c}, \quad (3.17)$$

avec λ la longueur d'onde des photons incidents en μm . La mesure de l'efficacité des photodiodes de la détection équilibrée a été réalisée expérimentalement à l'aide du schéma suivant (Figure 3.23) :

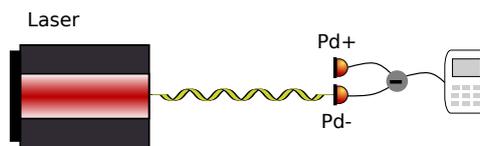


FIGURE 3.23 – Mesure de l'efficacité des photodiodes de la détection équilibrée [89].

Un laser dont la puissance optique est calibrée éclaire l'une des deux photodiodes du système de détection balancée. On enregistre ensuite la tension en sortie du système en fonction de la puissance optique incidente sur la photodiode à l'aide d'un voltmètre. Les résultats sont présentés en Figure 3.24 ci-dessous :

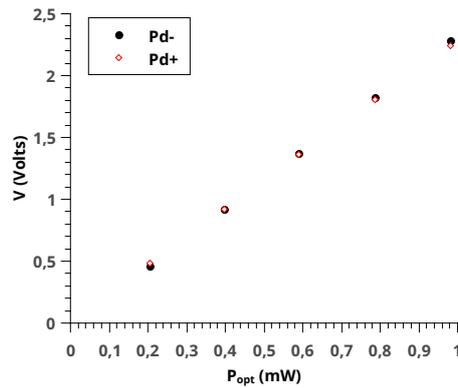


FIGURE 3.24 – Evolution des courbes tensions/puissance optique des photodiodes utilisées.

On retrouve bien le comportement linéaire de la tension en fonction de la puissance prédit par l'équation (3.15). A partir de ces points expérimentaux, on mesure une efficacité moyenne η_{pd} identique de 88% pour les deux photodiodes.

3.4.0.3 Caractérisation du bruit de grenaille

En théorie, le signal en sortie de la détection homodyne ne contient que le bruit issu des fluctuations des quadratures de l'état mesuré (bruit quantique). En pratique, d'autres bruits sont présents dans ce signal comme par exemple le bruit électrique produit par les composants électroniques de la détection balancée. Cependant, ces différentes contributions s'observent généralement à basses fréquences et une analyse spectrale du signal en sortie de la détection homodyne permet alors de les différencier du bruit quantique. Pour pouvoir mesurer la puissance qui émane du bruit en fonction de la fréquence, on utilise un analyseur de spectre électrique en sortie de la détection homodyne. Avant de s'en servir pour mesurer de la compression, il convient de déterminer avec précision le bruit de grenaille. On s'en servira par la suite comme référence pour la mesure de la compression. Pour cela, il suffit d'injecter uniquement l'oscillateur local dans la puce (cf Figure 3.25). Dans ce cas là, l'oscillateur local n'interfère plus avec de la lumière comprimée, mais avec du vide issu de l'autre bras du coupleur intégré. La mesure revient donc à mesurer les quadratures d'un état du vide, dont le bruit est par définition le bruit de grenaille comme discuté au chapitre 1 au travers de l'équation (1.97) .

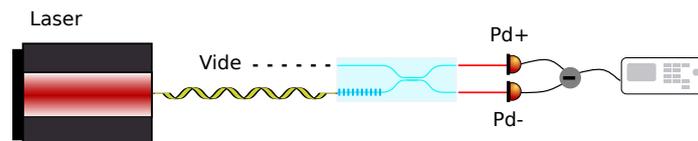


FIGURE 3.25 – Dispositif expérimental pour la mesure du bruit de grenaille [89].

Nous présentons en Figure 3.26 l'évolution du bruit de grenaille en fonction de la fréquence mesurée pour différentes puissances d'oscillateur local injecté dans la puce. On remarque que le bruit électronique dépend de la fréquence. Il est minimal à 2 MHz et correspond à un rapport signal sur bruit (SNR) de 14 dB. A cette fréquence, son impact résiduel sur la mesure de la compression est réduit et se modélise comme un facteur de pertes additionnelles égal à $1 - \frac{SNR-1}{SNR} \simeq 4\%$ soit une transmission η_{el} de 96% [122]. Pour cette raison, les mesures de bruit seront dorénavant effectuées à 2 MHz.

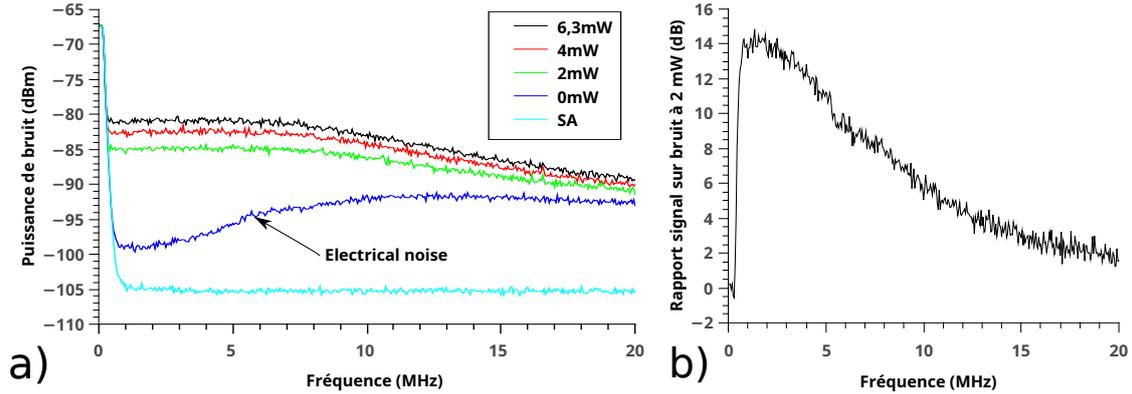


FIGURE 3.26 – a) Analyse spectrale du bruit en sortie de la détection homodyne en fonction de la puissance d'oscillateur local à 1560,44 nm. SA correspond à la trace de l'homodyne mesurée sans alimentation électrique et sans illumination optique. b) Rapport signal sur bruit à 1560,44 nm pour une puissance de 2 mW. La puissance optique rapportée est la puissance mesurée en sortie des ports 3 et 4 de la puce.

Le bruit de grenaille correspond aux fluctuations d'intensité (Δi_g^2) du photocourant produit lorsque la photodiode est illuminée par un faisceau laser. D'après l'expression (3.16), il vaut :

$$\Delta i_g^2 = \frac{\Delta P_{opt}^2 e \eta}{h \nu}. \quad (3.18)$$

Compte tenu de la statistique de photons poissonienne du faisceau laser (1.65), on a finalement :

$$\Delta i_g^2 \propto P_{opt}. \quad (3.19)$$

Le bruit de grenaille varie donc linéairement avec la puissance optique. L'observation expérimentale de cette dépendance (Figure 3.27a) est la preuve d'un fonctionnement linéaire, sans saturation de la détection. Enfin, comme expliqué à la section 1.3.1, le ratio entre le bruit mesuré en sortie de la détection homodyne avec et sans le faisceau de pompe permet de mesurer le niveau de compression. Il est donc important que le bruit de grenaille soit stable au cours du temps, afin qu'il reste le même lors de ces deux mesures distinctes (cf Figure 3.27b).

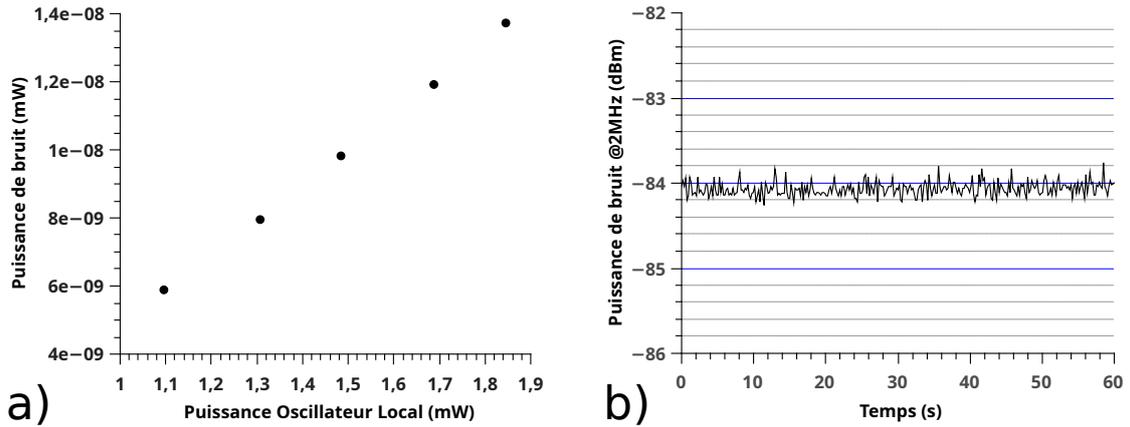


FIGURE 3.27 – a) Linéarité du bruit de grenaille à 2 MHz en fonction de la puissance de l’oscillateur local. b) Stabilité du bruit de grenaille à 2 MHz pour une puissance d’oscillateur local de 2 mW. La puissance optique rapportée est la puissance mesurée en sortie des ports 3 et 4 de la puce.

3.4.0.4 Détection homodyne en cavité

La théorie de la détection effectuée jusqu’à présent repose sur l’hypothèse d’une interférence en simple passage entre l’oscillateur local et la lumière comprimée. En réalité, à cause de la cavité formée par les facettes de la puce cette interférence est multiple. Il convient donc d’étudier la détection plus en détail afin de déterminer l’état en sortie de la puce. Pour cela, nous allons modéliser la détection numériquement avec la même approche qu’à la section 3.3.4 mais à l’aide d’un traitement quantique des effets d’interférences en remplaçant les champs électriques par des opérateurs. Pour tenir compte de la compression générée par le cristal non linéaire, un opérateur supplémentaire (\hat{a}_s) est ajouté en sortie du guide d’onde PPLN (cf Figure 3.28). Son action sur le mode en entrée du cristal (\hat{a}_{2d}) est définie par les expressions (1.54) et (1.55).

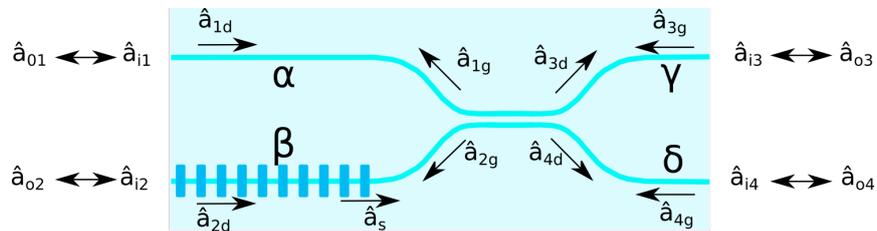


FIGURE 3.28 – Modélisation quantique des effets cavité de la puce sur la détection homodyne.

On obtient le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{a}_{1d} = tf\hat{a}_{i1} - rfe^{i\alpha}\hat{a}_{1g} \\ \hat{a}_{2d} = tf\hat{a}_{i2} - rfe^{i\beta}\hat{a}_{2g} \\ \hat{a}_{3g} = tf\hat{a}_{i3} - rfe^{i\gamma}\hat{a}_{3d} \\ \hat{a}_{4g} = tf\hat{a}_{i4} - rfe^{i\delta}\hat{a}_{4d} \\ \hat{a}_{3d} = -re^{i\alpha}\hat{a}_{1d} + te^{i\beta}\hat{a}_s \\ \hat{a}_{4d} = te^{i\alpha}\hat{a}_{1d} + re^{i\beta}\hat{a}_s \\ \hat{a}_{1g} = re^{i\gamma}\hat{a}_{3g} + te^{i\delta}\hat{a}_{4g} \\ \hat{a}_{2g} = te^{i\gamma}\hat{a}_{3g} - re^{i\delta}\hat{a}_{4g} \\ \hat{a}_s = \cosh(s)\hat{a}_{2d} - \sinh(s)\hat{a}_{2d}^\dagger \\ \hat{a}_{o1} = tfe^{i\alpha}\hat{a}_{1g} + rf\hat{a}_{i1} \\ \hat{a}_{o2} = tfe^{i\beta}\hat{a}_{2g} + rf\hat{a}_{i2} \\ \hat{a}_{o3} = tfe^{i\gamma}\hat{a}_{3d} - rf\hat{a}_{i3} \\ \hat{a}_{o4} = tfe^{i\delta}\hat{a}_{4d} - rf\hat{a}_{i4} \end{array} \right. \quad (3.20)$$

où l'on suppose nulle la phase θ de l'état comprimé et où les \hat{a}_{ix} représentent les données du problème. \hat{a}_{i1} est le mode de l'oscillateur local tandis que \hat{a}_{i2} , \hat{a}_{i3} , \hat{a}_{i4} sont les modes du vide. Il n'est pas possible de résoudre directement ce système car \hat{a}_s rajoute une inconnue supplémentaire (\hat{a}_{2d}^\dagger) portant le nombre total d'inconnues à 14 pour seulement 13 équations. Il faut alors ajouter le système d'équations conjuguées afin d'obtenir un nombre égal d'équations et d'inconnues (26). La résolution de ce double système nous permet d'obtenir l'expression des modes en sortie des ports 3 et 4 de la puce \hat{a}_{o3} , \hat{a}_{o4} , \hat{a}_{o3}^\dagger , \hat{a}_{o4}^\dagger en fonction de ceux en entrée. On définit ensuite l'opérateur différence du nombre de photons en sortie des ports 3 et 4 de la puce comme :

$$\hat{n}_s = \hat{a}_{o4}^\dagger \hat{a}_{o4} - \hat{a}_{o3}^\dagger \hat{a}_{o3}. \quad (3.21)$$

A l'aide de l'expression (1.22), on calcule ensuite la variance de \hat{n}_s sur les états en entrée pour modéliser le signal en sortie de la détection homodyne (cf Figure 3.29).

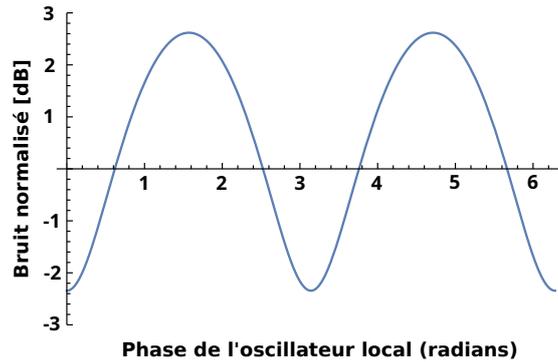


FIGURE 3.29 – Modélisation de l’effet de la cavité formée par les facettes de la puce sur la détection homodyne d’un état comprimé de -3 dB ($s=0.346$).

On obtient en sortie de la puce un état comprimé dont la compression (-2,34 dB) est réduite par rapport à l’état en entrée (Figure 1.12), ce qui revient à appliquer des pertes sur l’état comprimé. Le montant de ces pertes peut-être calculé à l’aide de l’expression (1.102) :

$$1 - \frac{e_s^{-2s} - 1}{e_e^{-2s} - 1} \simeq 0,17, \quad (3.22)$$

où $e_{e,s}^{-2s}$ représente la compression en entrée/sortie de la puce. Ainsi, l’impact de la cavité formée par les facettes de la puce sur la détection homodyne revient à appliquer un facteur de pertes de 17% sur l’efficacité de détection.

3.5 Mesure du niveau de compression

Une fois le point de fonctionnement trouvé ainsi que la détection homodyne réglée, on injecte l’oscillateur local et la pompe dans la puce et on image directement les sorties 3 et 4 sur les photodiodes pour mesurer la compression (voir Figure 3.1). Cette mesure requiert un très bon recouvrement modal entre l’oscillateur local et la lumière comprimée comme discuté à la section 1.3.1. Dans le cadre de ce travail, puisque la lumière comprimée et l’oscillateur local se propagent dans deux guides d’ondes aux dimensions géométriques identiques, ce recouvrement s’effectue naturellement, sans avoir à recourir à une quelconque optique de mise en forme. Ensuite, il ne reste plus qu’à éliminer le faisceau de pompe pour obtenir le bruit de grenaille à partir duquel on pourra définir la compression. Pour que la détection homodyne soit efficace, il est primordial que le bruit de grenaille ne varie pas lors de ces deux mesures simultanées comme le suggère l’expression (1.3). Or le faisceau de pompe, comme expliqué en section 3.3.4, change la répartition de la puissance de l’oscillateur local entre les différentes sorties de la puce, ce qui empêche de réaliser une détection homodyne montrant le niveau d’efficacité escompté. Ces variations de puissance de

l'oscillateur local en sortie des ports 3 et 4 de la puce peuvent être compensés en modifiant la puissance de l'oscillateur local injectée dans la puce à l'aide du filtre en polarisation en entrée du contrôleur de phase (voir section 3.1). Comme illustré sur la Figure 3.18b, il est également possible de modifier la répartition de la puissance de l'oscillateur local entre les sorties 3 et 4 de la puce en déplaçant finement sa longueur d'onde de quelques pm. Pour cela, il suffit d'utiliser l'actuateur piézoélectrique de la cavité du laser (voir section 3.2.1).

La mesure de la compression est donc effectuée de la manière suivante. Tout d'abord, on équilibre la puissance de l'oscillateur local dans les sorties 3 et 4 de la puce en présence de la pompe en déplaçant si besoin sa longueur d'onde. Cet ajustement de la longueur d'onde de l'oscillateur local, de l'ordre d'une demi période soit $\simeq 5 \mu\text{m}$ n'affecte pas la mesure car les accords de phase du doubleur de fréquence (Figure 3.7a) et de la fluorescence paramétrique [100] sont suffisamment tolérants pour supporter cet écart si faible. Puis, on utilise le contrôleur de phase (voir section 3.2.2) pour mesurer le bruit de la fluorescence paramétrique en fonction de la phase de l'oscillateur local. Ensuite, on coupe la pompe et on rééquilibre la puissance de l'oscillateur local dans les sorties 3 et 4 au même niveau que mesuré précédemment. Enfin, on mesure le bruit de grenaille et l'on compare ce niveau avec celui du bruit de la fluorescence paramétrique. Le résultat de cette mesure est présenté dans la Figure 3.30 ci-dessous :

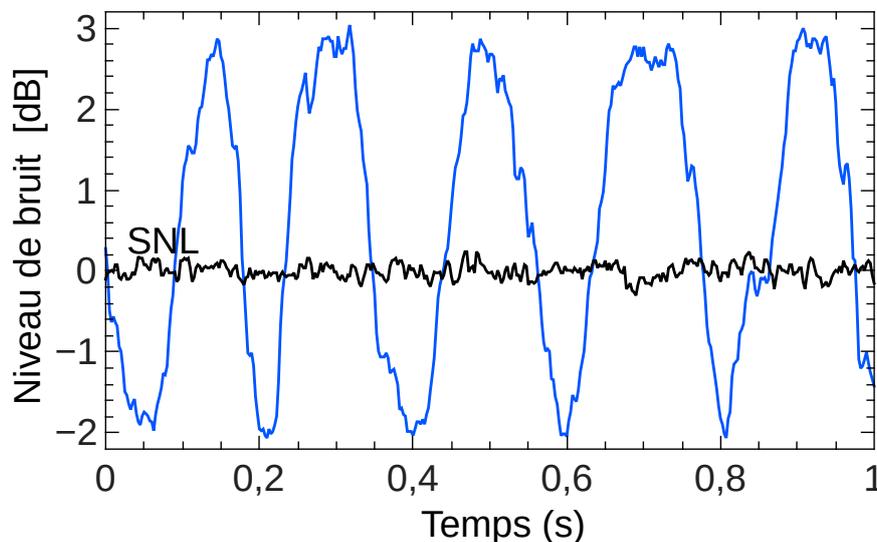


FIGURE 3.30 – Variance du bruit à 2 MHz en fonction de la phase de l'oscillateur local (proportionnel au temps) pour une puissance de pompe de 44 mW injectée en entrée de la puce et une puissance d'oscillateur local mesurée en sortie sur les deux bras du coupleur de 0,7 mW. Les données sont normalisées par rapport au bruit quantique standard. La résolution (resolution bandwidth - RBW) et la bande vidéo (video bandwidth - VBW) de l'analyseur de spectre électrique sont respectivement de 300 kHz et de 30 Hz.

Suivant la phase de l'oscillateur local, on mesure directement jusqu'à -2 dB de compression et 2,8 dB d'anticompression. Cette mesure est affectée par les pertes du circuit photonique comme discuté au travers de l'expression (1.102) comme par exemple, les réflexions de fresnel ($1 - \eta_c$), l'efficacité non parfaite des photodiodes ($1 - \eta_{pd}$) ou encore le bruit électronique du système d'amplification ($1 - \eta_{el}$). La transmission totale η de l'expérience vaut :

$$\eta = \eta_p * \eta_c * \eta_f * \eta_{pd} * \eta_{el} \simeq 0,67, \quad (3.23)$$

où η_p représente la transmission de la puce à 1560,44 nm (97%), η_c l'effet de la cavité (83%), η_f la transmission du filtre et de la lentille (99%), η_{pd} l'efficacité des photodiodes (88%), et η_{el} l'efficacité de l'électronique de détection pour une puissance d'oscillateur local de 0,7 mW (95%).

Si l'on corrige par les pertes, on obtient ainsi une compression totale générée par la puce $\simeq -3,5$ dB et une anticompression $\simeq 3,7$ dB pouvant servir à la mise en œuvre de protocoles de communication quantique [11] et à la métrologie quantique [4]. Cependant, ces différentes pertes ne sont pas uniquement dues à des défauts intrinsèques de la puce, et il est possible d'atteindre jusqu'à 95% d'efficacité de détection à l'aide de traitements anti-reflets sur les facettes ($\eta_c \simeq 1$) et l'utilisation de photodiodes et d'électronique plus performantes ($\eta_{pd} * \eta_{el} \simeq 0,99$) [32].

Le degré de compression atteint peut également facilement être augmenté en utilisant des puissances de pompe plus fortes. Il est alors préférable de travailler à plus haute température ($\simeq 120^\circ\text{C}$), et d'utiliser un substrat de LiNbO_3 dopé au magnésium [123] pour limiter les effets photoréfractifs [124, 125]. Dans ce cas là, à l'aide d'un guide d'onde identique à celui utilisé dans le chapitre 3 (3 cm de longueur, pertes de propagation de 0,04 dB/cm), des taux de compression en simple passage compris entre -9 et -10 dB sont attendus pour une puissance de pompe continue de 500 mW [71, 126].

On notera également que l'optique intégrée donne à notre approche une grande souplesse d'adaptation. La génération de la lumière comprimée peut s'effectuer sur l'ensemble de la bande C des télécoms en ajustant le pas d'inversion (Λ) du guide d'ondes PPLN. On peut aussi aisément modifier le design du circuit photonique pour générer d'autres états quantiques (Figure 3.8a). Par exemple, on peut rajouter un coupleur intégré de très faible transmission juste après la zone de création des paires de photons, pour réaliser un soustracteur de photons afin de créer des états de type Chats de Schrödinger sur puce [15].

Ce travail a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale à comité de lecture [70].

3.6 Conclusion

Nous avons développé pour la première fois une source intégrée permettant la génération et la manipulation de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications. Elle repose sur une association entre l'optique intégrée linéaire et non linéaire sur LiNbO_3 et les composants à fibre optique standard des télécommunications. En dehors des photodiodes, de la lentille et du filtre, l'ensemble des composants utilisés reposent donc sur la technologie de l'optique guidée. Ces technologies garantissent une simplicité de mise en œuvre du montage et de reconfiguration, avec un recouvrement modal parfait entre la lumière comprimée et l'oscillateur local sans qu'aucun alignement optique ne soit nécessaire (plug-and-play). Ce dispositif génère jusqu'à -2dB de compression et 2,8 dB d'anticompression pour une puissance de pompe continue de 44 mW en simple passage ouvrant ainsi la voie vers la génération et la détection de la lumière comprimée en dehors des laboratoires.

4 Effets photoréfractifs sur niobate de lithium

Sommaire

4.1	L'effet photoréfractif	110
4.1.1	Description	110
4.1.2	Modèle théorique	112
4.2	Influence de l'effet photoréfractif sur les conditions de guidage . . .	114
4.2.1	Etude de la transmission	114
4.2.2	Influence de l'effet photoréfractif sur les propriétés non linéaires des guides d'ondes	119
4.2.3	Résonateurs optiques intégrés	121
4.3	Influence de la photoréfraction sur le comportement des coupleurs directionnels	125
4.4	Conclusion	128

L'optique intégrée sur LiNbO_3 est une plateforme de choix pour la réalisation de systèmes compacts de variables continues (voir chapitres 1,2,3). Cependant, comme on a pu le voir au travers des chapitres 2 et 3, le LiNbO_3 est un matériau photoréfractif, c'est-à-dire que son indice optique dépend de l'intensité de la lumière qui le traverse, ce qui peut, sous certaines intensités de pompage générer de fortes instabilités (voir section 3.3.3). Nous avons vu par ailleurs à la section 3.3.5, l'impact de la photoréfraction sur la détection de la lumière comprimée. En vue d'une intégration future de ces dispositifs pour des applications en dehors des laboratoires, il devient nécessaire d'étudier plus en détail les contraintes imposées par l'effet photoréfractif sur les composants élémentaires de tout système de photonique quantique que sont les guides d'ondes et les coupleurs directionnels. C'est l'objet principal de ce chapitre.

4.1 L'effet photoréfractif

4.1.1 Description

Les propriétés optiques du LiNbO_3 dépendent fortement de sa composition chimique. Le LiNbO_3 qui est utilisé en photonique est fabriqué à partir d'un bain contenant $\simeq 48,5\%$ de lithium et $51,5\%$ de niobium. C'est ce qu'on appelle le niobate de lithium congruent. Il possède une grande reproductibilité de fabrication, et pour cette raison, est préféré au niobate de lithium stœchiométrique (50/50), pour lequel il est difficile de prévoir la composition chimique finale [127]. Le LiNbO_3 utilisé par l'industrie n'est donc jamais pur à 100% et possède des impuretés de l'ordre de quelques ppm [128]. En l'absence de dopage, ces impuretés sont généralement des ions ferreux qui remplacent les ions lithium manquants et servent de donneurs d'électrons (Fe^{2+}) ou d'accepteurs d'électrons (Fe^{3+}) ionisés [129] :



L'absorption d'un photon par le matériau excite cette transition et provoque le déplacement d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction (cf Figure 4.1) [101].

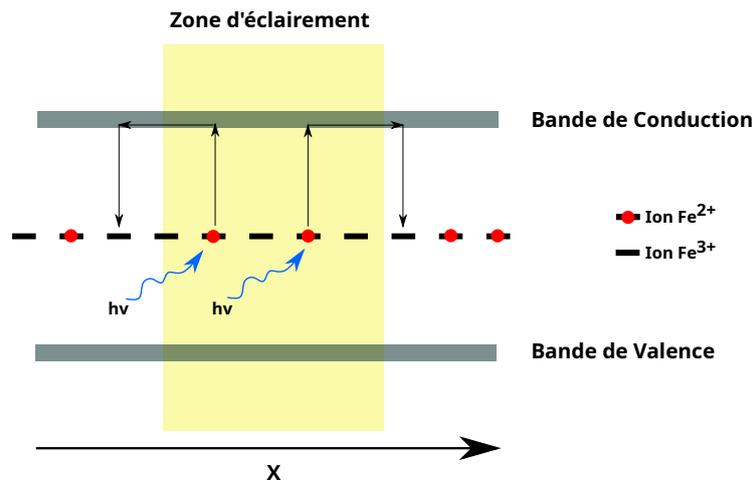


FIGURE 4.1 – Schématisation du processus de libération et de capture d'un électron par effet photoréfractif.

Une fois libéré dans la bande de conduction, cet électron devient mobile et se déplace à l'intérieur du matériau jusqu'à ce qu'il soit capturé par un ion Fe^{3+} . L'électron est alors bloqué dans la bande de valence jusqu'à ce que l'absorption d'un photon lui permette de retourner à nouveau dans la bande de conduction. Ce déplacement prend fin lorsqu'un électron est libéré en dehors de la zone d'éclairement, c'est-à-dire en périphérie du guide d'onde. L'électron reste alors piégé dans la bande de valence puisqu'aucun photon ne peut être absorbé. D'un point de vue global, il en résulte un déplacement des charges négatives au sein du matériau (électrons) vers les bords du guide d'onde tandis que les charges positives (ions Fe^{3+}) restent figées dans le guide. Cette répartition asymétrique des charges dans le matériau crée un champ électrique qui modifie l'indice du guide par effet électro-optique comme discuté en section 2.1.3. C'est ce que l'on appelle l'effet photoréfractif [101]. Il en résulte un changement du profil d'indice du guide d'onde et donc des conditions de guidage des modes optiques. La lumière adopte alors un mode transverse de propagation différent, avec un autre profil d'intensité qui modifie à nouveau le profil d'indice du guide d'onde par effet photoréfractif et ainsi de suite... Expérimentalement on observe donc une fluctuation dynamique du mode optique en sortie du guide d'onde dont la vitesse dépend de la température du guide et de la puissance optique injectée (cf Figure 4.2 ci-dessous).

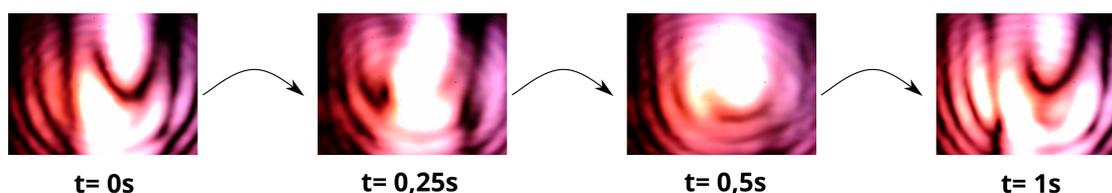


FIGURE 4.2 – Mode optique à 633 nm en sortie d’un guide d’onde de LiNbO_3 fabriqué par SPE pour une puissance injectée de 5 mW à 20°C . La zone brillante correspond à un maximum d’intensité lumineuse (régime de saturation du détecteur). On remarquera également les tâches d’Airy (franges noires).

L’indice optique du cristal varie au cours du temps entraînant ainsi une fluctuation de la puissance optique en sortie de puce par effet cavité (voir sections 3.3.3, 4.2.1). Il existe plusieurs manières de réduire la photoréfraction, comme par exemple augmenter la température du cristal (voir section 3.3.3). En effet, l’agitation thermique des électrons à l’intérieur du cristal de LiNbO_3 peut également exciter la transition des ions Fe^{2+} vers les ions Fe^{3+} , empêchant ainsi le piégeage des électrons en bordure du guide. On peut également remplacer les ions Fe^{3+} par des ions Mg ou Zn par dopage d’oxyde (MgO, ZnO) [124], où éclairer la puce par le dessus à l’aide d’une lampe halogène. Dans ce cas là, tous les ions Fe^{3+} sont illuminés, et pas uniquement ceux présents dans le guide d’onde, libérant ainsi les électrons piégés en périphérie du guide.

4.1.2 Modèle théorique

L’effet photoréfractif a lieu majoritairement dans la direction transverse de la propagation de la lumière. Pour cette raison, ce modèle sera développée selon l’axe x tel qu’illustré en Figure 4.1. La photoréfraction débute par l’absorption d’un photon par un ion donneur entraînant le déplacement d’un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. Le taux de photoionization $G(x)$ correspondant est proportionnel à l’intensité optique $I(x)$ et à la densité de donneurs ionisés [83] :

$$G(x) = sN_d(x)I(x), \quad (4.2)$$

où $N_d(x)$ est la densité d’ions donneurs (Fe^{2+}) et s est une constante qui dépend de la surface de contact et de l’efficacité de photoionization.

Comme $I(x)$ n’est pas uniforme (Figure 4.2), la densité d’électrons libres $l(x)$ ne l’est pas non plus. Les électrons libres vont alors diffuser dans le cristal créant une densité de courant j_{diff} égale à :

$$j_{diff} = kT\mu_e \frac{dl(x)}{dx}, \quad (4.3)$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température et μ_e la mobilité des électrons.

Lors de leur déplacement, les électrons se recombine à un taux $R(x)$ proportionnel à $l(x)$ et à la densité d'accepteurs $N_a(x)$ ionisés (ions Fe^{3+}) :

$$R(x) = \gamma_R l(x) N_a(x), \quad (4.4)$$

où γ_R est une constante qui quantifie l'efficacité de recombinaison.

Les électrons se recombinent après diffusion dans le matériau ce qui délocalise les charges négatives par rapport aux charges positives. On constate alors l'apparition d'un champ électrique uniforme $E(x)$.

Puisque le niobate de lithium est un cristal électro-optique, on obtient alors un gradient d'indice $\Delta n(x)$, responsable de la modification de la propagation de la lumière dans le guide d'onde [83] :

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2} n^3 \tau E(x), \quad (4.5)$$

où n et τ représentent l'indice de réfraction et le coefficient électro-optique du niobate de lithium.

A l'équilibre, le taux de recombinaison est égal au taux de photoionization :

$$\begin{aligned} \gamma_R l(x) N_a(x) &= s N_d(x) I(x), \\ l(x) &= \frac{s N_d(x) I(x)}{\gamma_R N_a(x)}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

de même que les densités de courant de diffusion et de conduction :

$$\begin{aligned} e \mu_e l(x) E(x) &= kT \mu_e \frac{dl(x)}{dx}, \\ E(x) &= \frac{kT}{el(x)} \frac{dl(x)}{dx}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

En injectant ces deux dernières relations dans l'équation (4.5), on obtient l'expression finale du changement d'indice par photoréfraction :

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2} n^3 \tau \frac{kT}{el(x)} \frac{d}{dx} \left(\frac{s N_d(x) I(x)}{\gamma_R N_a(x)} \right). \quad (4.8)$$

Si maintenant l'on suppose que l'agitation thermique est suffisamment forte de sorte que l'ajout d'énergie apportée par l'absorption de la lumière ne change pas le rapport des accepteurs/donneurs ionisés dans le cristal, autrement dit que la photoréfraction est négligeable, $\frac{dN_d(x)}{N_a(x)} \simeq 0 \quad \forall x$, on a :

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2} n^3 \tau \frac{kT}{eI(x)} \frac{dI(x)}{dx}. \quad (4.9)$$

Il est donc impossible de complètement supprimer la photoréfraction. La variation d'indice optique dans le LiNbO_3 sera toujours dépendante de l'intensité lumineuse injectée. Cet effet est d'autant plus important sur les dispositifs intégrés, là où compte tenu du fort confinement des champs, l'intensité lumineuse est très élevée [130].

C'est d'ailleurs tout l'enjeu du travail illustré dans les sections suivantes, que celui de trouver un régime de fonctionnement pour lequel l'impact de la photoréfraction sur le comportement des dispositifs intégrés est négligeable.

4.2 Influence de l'effet photoréfractif sur les conditions de guidage

4.2.1 Etude de la transmission

Afin de caractériser l'effet de la photoréfraction sur la transmission des guides d'ondes à 1550 nm, nous allons utiliser le banc de mesure illustré sur la Figure 4.3 ci-dessous :

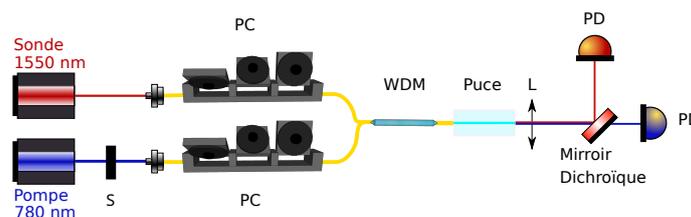


FIGURE 4.3 – Schéma du banc de mesure pour la caractérisation de la transmission des guides d'ondes [89].

Deux sources accordables en longueur d'onde, une à 1550 nm (sonde) et l'autre à 780 nm (pompe) sont utilisées. Un hacheur optique (S) permet de couper le faisceau à 780 nm. La source visible sert à générer un effet photoréfractif dans le guide d'onde, et la source infrarouge à mesurer le changement d'indice résultant. Ces deux faisceaux sont ensuite injectés dans une même fibre à l'aide d'un multiplexeur en longueur d'onde (WDM). Deux contrôleurs de polarisation (PC) permettent d'ajuster le couplage de chacun des faisceaux dans la puce. L'injection de la lumière dans la puce se fait à l'aide d'un banc d'alignement similaire à celui illustré en Figure 3.9. La puce est montée dans un four pour stabiliser sa température. En sortie, la lumière est collectée par une lentille (L), séparée spectralement à l'aide d'un miroir dichroïque puis imagée sur des photodiodes (PD). Pour commencer, on étudie la transmission d'un guide d'onde droit à 1550 nm en fonction de la puissance de pompe en mesure "on-off". Cette mesure consiste à étudier l'effet d'une injection brusque de la pompe sur la transmission de la sonde dans le guide d'onde. On utilise pour cela une puce constituée de guides

d'ondes larges de $6 \mu\text{m}$, profonds de $2 \mu\text{m}$ et longs de 15 mm fabriqués par échange protonique doux (voir la section 2.2.1.3), et dont les facettes sont polies à 0° [105]. Les pertes sont de $0,04 \text{ dB/cm}$ (1 dB/cm) à 1550 nm (780 nm). Comme vu précédemment à la section 3.3.4, le contraste d'indice entre le LiNbO_3 et l'air induit une réflexion $rf \simeq 14\%$ aux interfaces de la puce qui crée une cavité. Dans le cas d'un guide d'onde droit, la cavité résultante est de type Fabry Pérot dont la transmission peut aisément être calculée. Il suffit pour cela d'utiliser l'approche développée à la section 3.3.4 en posant $r=1$ et $t=0$. En l'absence de pertes, la résolution du système donne [131] :

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{tf^2}{1 + rf^2 - 2rf \cos\left(\frac{4\pi nl}{\lambda}\right)}, \quad (4.10)$$

où $P_{out}(P_{in})$ représente la puissance de sonde en entrée (sortie) du guide d'onde, rf/tf la réflexion/transmission des facettes de la puce ($0,14/0,86$), n l'indice optique de la puce ($2,21$), l sa longueur (15 mm) et λ la longueur d'onde du faisceau sonde (1550 nm). Comme le montre l'exemple de mesure "on-off" présenté sur la Figure 4.4 ci-dessous, on peut voir un comportement oscillant de la puissance transmise du faisceau sonde en fonction de l'indice optique n . La variation de l'indice optique de la puce (Δn_p) induite par photoréfraction peut être facilement estimée en comptant le nombre m de franges d'oscillation de la puissance du faisceau sonde en sortie de la puce :

$$\begin{aligned} \Delta n_p &= \frac{\lambda}{2l} m, \\ \Delta n_p &\simeq 5,2 * 10^{-5} m. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Ainsi, il en résulte que de très faibles changements d'indice (10^{-5}) sont suffisants pour modifier la transmission du faisceau de sonde à 1550 nm dans la puce.

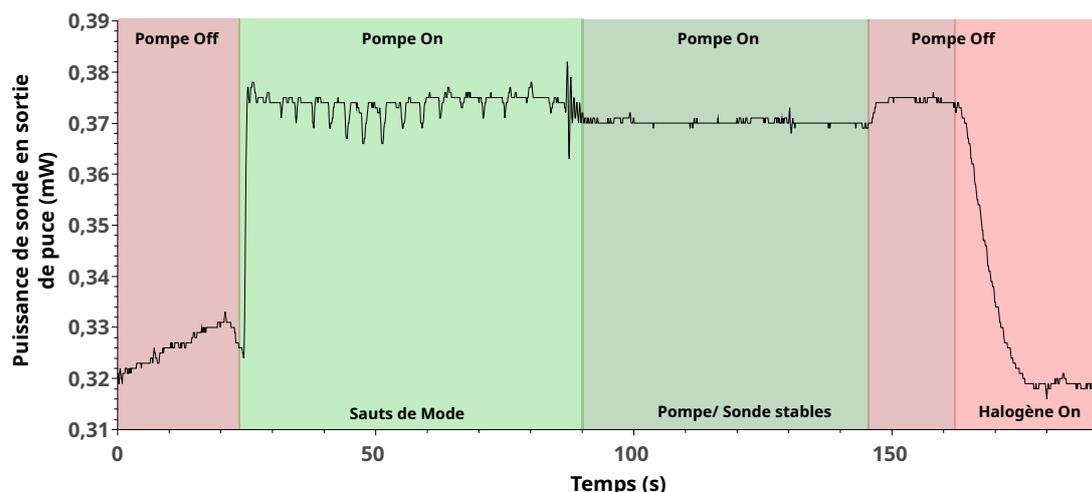


FIGURE 4.4 – Mesures de type on-off à 30°C pour une puissance de pompe à 780 nm couplée en entrée de la puce de 5 mW.

On observe une augmentation rapide de la puissance transmise à 1550 nm lorsqu'on injecte brusquement le faisceau de pompe ($t > 20$ s) à l'aide du hacheur optique. Elle est due à la variation de l'indice optique de la puce par effet photoréfractif, qui à son tour modifie les résonances de la cavité formée par les facettes de la puce. Dans un premier temps, la puissance de pompe en sortie de la puce fluctue et on peut voir à l'œil nu des sauts de mode. Ces fluctuations provoquent une instabilité du changement d'indice par effet photoréfractif ce qui explique les pics visibles sur la transmission de la sonde entre 25 et 85 s. Après 85 s, les sauts de modes disparaissent et la puissance de sonde se stabilise. A 145 s, on coupe la pompe ce qui a peu d'impact sur la transmission de la sonde, puisqu'à 30°C le temps de vie des électrons piégés est long. Afin d'accélérer leur désexcitation, on illumine toute la puce à l'aide d'une lampe halogène ($t > 150$ s). Au bout de quelques secondes, on retrouve le niveau initial de la puissance de sonde.

Lorsque l'on augmente la puissance de pompe (Figure 4.5), on observe une multiplication du nombre de franges d'oscillation ($12 < t < 20$ s) et de la fréquence des sauts de mode ($20 < t < 130$ s). Les franges d'oscillation nous permettent d'estimer le Δn_p induit par photoréfraction pour une puissance de pompe de 10 mW à $\simeq 7,8 * 10^{-5}$ ($m=1,5$) (4.11), ce qui correspond aux valeurs trouvées dans la littérature [101, 103].

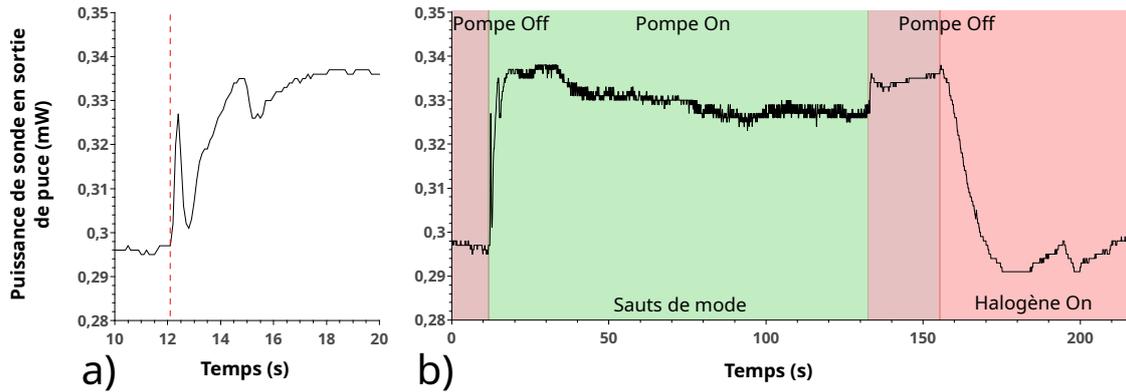


FIGURE 4.5 – Mesures on-off à 30°C pour une puissance de pompe à 780 nm couplée en entrée de la puce de 10 mW. a) Zoom entre 10 et 20 s. Le trait pointillé vertical (rouge) représente le moment où l’on injecte la pompe. b) Mesure complète.

Ces exemples permettent de souligner l’ensemble des effets produits par la photoréfraction sur la transmission d’un guide d’onde. Expérimentalement, il suffit d’augmenter la température pour diminuer la photoréfraction (voir la section 3.3.3). Il est important de se demander si cette méthode est efficace dans les expériences de compression, là où les puissances de pompe peuvent être relativement fortes. Pour cette raison, on a réalisé des mesures on-off en faisant varier la température de la puce. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.7a. On remarque, comme attendu, que l’effet est prédominant à basse température (30°C). Toutefois il est très difficile, même à plus haute température (120°C), de supprimer complètement ce saut de transmission de la puissance de la sonde due à la présence de la cavité Fabry-Pérot.

Pour supprimer cette cavité Fabry-Pérot, la facette de sortie d’une puce de LiNbO_3 identique (15 mm de longueur, guides d’ondes SPE de largeur $6 \mu\text{m}$ et de profondeur $2 \mu\text{m}$) a été polie avec un angle de 7° [81].

Afin de vérifier l’apport de l’angle de polissage sur la suppression de l’effet cavité, la transmission de la sonde a été enregistrée lors d’un scan fin de la longueur d’onde de 1 pm par seconde (cf Figure 4.6).

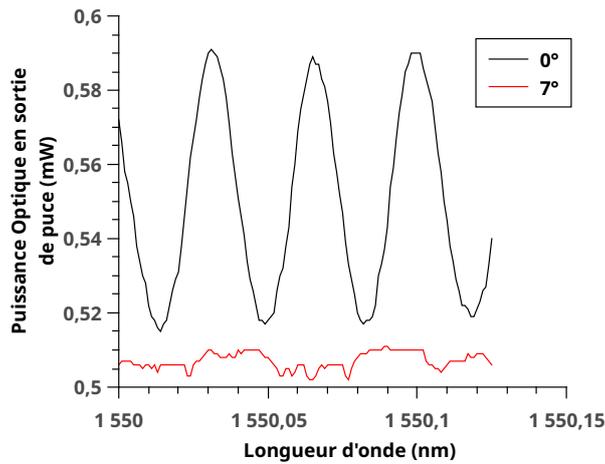


FIGURE 4.6 – Mesure de la période de la cavité, via un scan de la longueur d’onde de la sonde.

On observe des franges d’interférence caractéristiques d’une cavité lorsque l’angle de polissage est nul. La fréquence expérimentale est ≈ 35 pm compatible avec la valeur attendue pour une puce de 15 mm (4.10). En revanche, avec un angle de polissage à 7° aucun effet de cavité n’est observé. La puissance en sortie de la puce est stable quelle que soit la longueur d’onde. Les résultats des mesures on-off sans la cavité Fabry-Pérot sont présentés dans la Figure 4.7b.

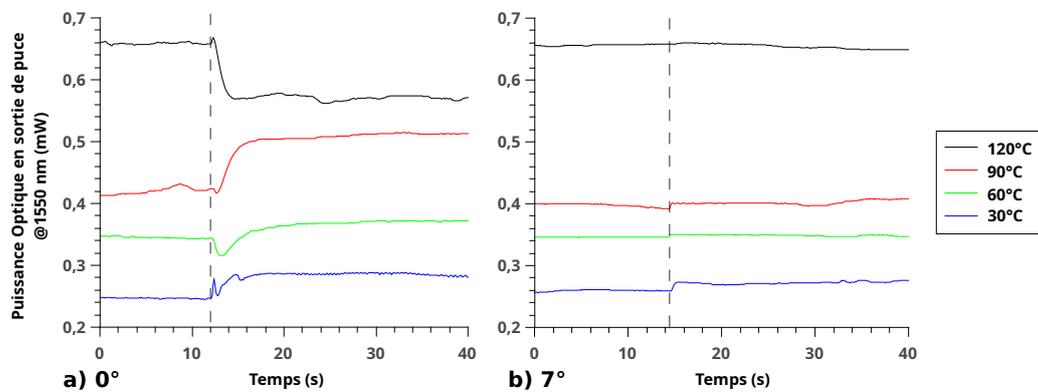


FIGURE 4.7 – Mesures on-off pour les deux puces. La ligne pointillée verticale noire souligne l’instant à partir duquel on injecte la pompe. a) Puce polie avec un angle de 0° . La puissance de pompe injectée en entrée du guide est plus faible à basse température afin d’éviter les sauts de mode. Elle vaut 10 mW à 80°C , 13 mW à 60°C , 17 mW à 90°C et 20 mW à 120°C . La trace à 80°C est la même que celle présentée à la Figure 4.4. b) Puce polie avec un angle de 7° . Toutes les mesures sont prises pour une puissance de pompe injectée en entrée du guide de 20 mW.

On constate qu’en l’absence de cavité, l’effet de la pompe sur la transmission de la sonde est quasiment inexistant et disparaît à 120°C .

En conclusion, notons que supprimer la cavité Fabry-Pérot formée par les facettes de la puce et travailler à haute température permet de s'affranchir des effets photoréfractifs sur la transmission des guides d'ondes à 1550 nm.

4.2.2 Influence de l'effet photoréfractif sur les propriétés non linéaires des guides d'ondes

Nous allons maintenant étudier l'impact de la photoréfraction sur les propriétés non linéaires d'un guide d'onde PPLN. Pour cela, on enregistre le spectre la fluorescence paramétrique (voir section 2.3.3) en fonction de la température et de la puissance de pompe à l'aide du montage illustré en Figure 4.8 :

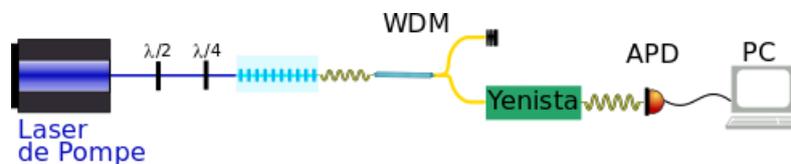


FIGURE 4.8 – Mesure du spectre de la fluorescence paramétrique [89].

Un laser visible (pompe) accordable en longueur d'onde est injecté dans un guide d'onde PPLN de 15 mm fabriqué par SPE de mêmes caractéristiques (géométrie, pertes) que ceux étudiés à la section 4.2.1 et dont les facettes sont polies à 0°C. En amont, des lames à retard ($\lambda/2$, $\lambda/4$) permettent d'ajuster précisément la polarisation du laser (verticale) pour optimiser son couplage dans la puce (effet non linéaire de type 0). En aval, la lumière est collectée dans une fibre puis injectée dans un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) pour séparer les photons de pompe des photons signal et idler. Elle est ensuite filtrée à l'aide d'un filtre accordable en longueur d'onde (Yenista) et détectée à l'aide d'une photodiode à avalanche (APD) possédant une efficacité de 10% et un temps mort de 15 μs . Finalement, la fréquence centrale du filtre est scannée finement afin de reconstituer le spectre (cf Figure 4.9). La longueur d'onde de pompe (λ_p) a été ajustée à 90°C afin que les spectres à basse puissance pris à 90°C soient identiques à ceux à 30°C malgré des conditions d'accords de phase différentes.

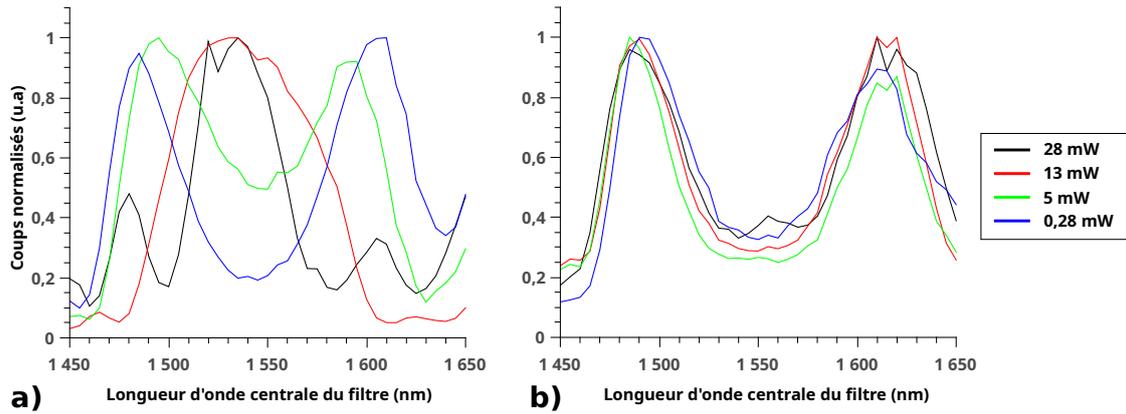


FIGURE 4.9 – Spectres de fluorescence paramétrique en fonction de la puissance de pompe injectée en entrée du guide d’onde PPLN pour différentes températures du guide d’onde : a) 30°C, $\lambda_p = 770,73$ nm. b) 90°C, $\lambda_p = 770,48$ nm.

A 30°C, le spectre dépend fortement de la puissance de pompe passant d’un spectre non dégénéré en fréquence à basse puissance (0,28 mW), à un spectre dégénéré à haute puissance (28 mW). En revanche, cet effet disparaît complètement à plus haute température (90°C) où le spectre est indépendant de la puissance optique de pompe. Ainsi, le spectre et donc l’efficacité de la fluorescence paramétrique à une longueur d’onde donnée est directement affectée par la modification de l’indice optique induite par photoréfraction.

La compression générée par fluorescence paramétrique est directement proportionnelle à l’efficacité non linéaire du matériau ainsi que l’amplitude du champ électrique de pompe (1.87). Le degré de compression η_{comp} défini par l’expression (1.60) peut alors s’exprimer comme [71] :

$$\eta_{comp} = 10 \text{Log}_{10}(e^{-2\mu\sqrt{P_p}}), \quad (4.12)$$

où P_p est la puissance de pompe et μ représente l’efficacité non linéaire du guide d’onde et vaut $0.101 \text{ mW}^{-0.5}$ [71]. μ varie proportionnellement avec l’efficacité de génération des photons aux longueurs d’ondes signal et idler, ce qui nous permet de calculer l’impact de la photoréfraction sur la compression. La Figure 4.10 illustre ce calcul dans le cas d’une compression non dégénérée en fréquence avec pour longueur d’onde idler 1602,5 nm et 1485 nm pour longueur d’onde signal. A 30°C et à basse puissance, le maximum de génération de paires a lieu aux longueurs d’ondes de la compression. L’efficacité est donc maximale. Lorsque la puissance augmente, le spectre devient dégénérée aboutissant tout d’abord à une efficacité quasi nulle aux extrémités du spectre. Puis, lorsque la puissance augmente à nouveau l’apparition des lobes permet de retrouver une efficacité d’environ 35% par rapport à sa valeur initiale. En revanche, à 90°C l’efficacité reste constante quelle que soit la puissance de pompe utilisée.

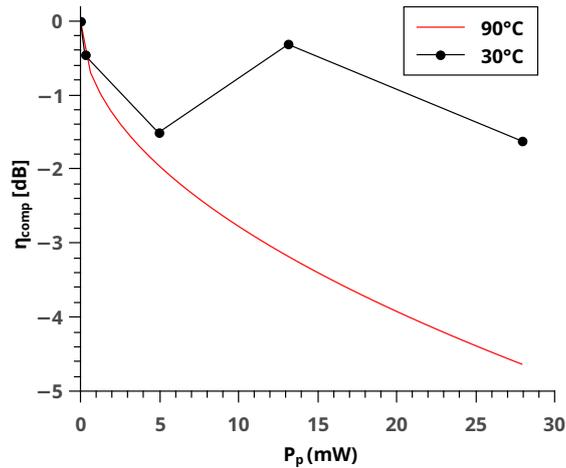


FIGURE 4.10 – Courbes théoriques montrant l’influence de la photoréfraction sur la génération de la compression par fluorescence paramétrique non dégénérée en fréquence.

On constate qu’à basse température la génération de compression est peu efficace et atteint environ -1,5 dB alors qu’on obtient jusqu’à -4,6 dB à 90°C. Ainsi, il suffit simplement d’augmenter la température du cristal pour conserver une efficacité de compression élevée, indépendamment de la puissance de pompe.

4.2.3 Résonateurs optiques intégrés

Comme vu précédemment (voir section 4.2.1), les réflexions sur les facettes de la puce jouent le rôle de miroirs qui créent une cavité Fabry-Pérot parasite modifiant la transmission des guides d’ondes. A l’aide d’un traitement antireflets approprié, on peut contrôler la réflexion de ces miroirs et les utiliser pour créer un résonateur optique sur puce [73]. On obtient alors une grande efficacité de génération grâce à la combinaison des avantages offerts par les guides d’ondes (compacité, fort confinement), avec ceux des résonateurs (émission stimulée). En revanche, puisque les miroirs se situent aux extrémités de la puce, il n’est pas possible d’y ajouter d’autres fonctions comme par exemple la détection homodyne sur puce [70, 81]. Dans la mesure où pour une longueur d’onde fixe du mode signal, la résonance n’est atteinte que pour une valeur bien précise de l’indice optique du cristal, il est intéressant d’étudier l’impact de la photoréfraction sur le comportement de ces dispositifs.

On considère une cavité optique de longueur L sur puce contenant un cristal non linéaire d’ordre 2. Le cristal est pompé par un champ laser intense (pompe) de fréquence 2ω qui génère par fluorescence paramétrique dégénérée le champ signal de fréquence ω (Figure 4.11).

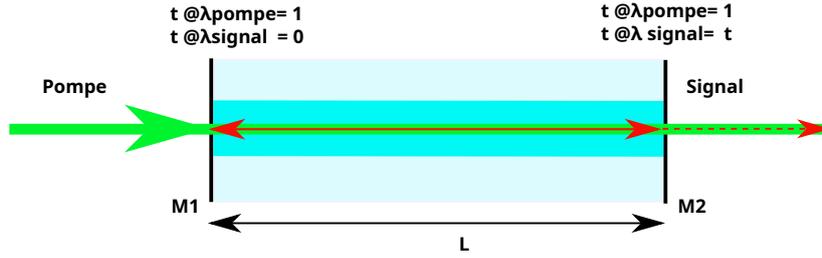


FIGURE 4.11 – Modèle de cavité simulé. Il s'agit d'une cavité composée d'un miroir d'entrée (M1) et d'un miroir de sortie (M2) transparent pour le mode de pompe. Le mode signal est réfléchi à 100% par M1 et partiellement par M2.

On suppose également que seul le mode signal résonne et on appelle t le coefficient de transmission du miroir de sortie (M2) à la longueur d'onde signal. L'Hamiltonien \hat{H} de ce processus non linéaire s'écrit comme la somme d'un Hamiltonien libre \hat{H}_f et d'un Hamiltonien d'interaction décrivant la fluorescence paramétrique dégénérée \hat{H}_{int} [132] :

$$\begin{cases} \hat{H}_f = \hbar \Delta \hat{a}^\dagger \hat{a}, \\ \hat{H}_{int} = \frac{i\hbar g}{2} ((\hat{a}^\dagger)^2 \hat{a}_p - \hat{a}^2 \hat{a}_p^\dagger), \end{cases} \quad (4.13)$$

où $\hat{a}(\hat{a}_p)$ représentent les opérateurs d'annihilation et de création du mode signal (pompe) dans la cavité définies par les équations ((1.8),(1.9)), g l'efficacité de la fluorescence paramétrique qui dépend du coefficient non linéaire du cristal et de sa longueur et Δ le désaccord de fréquence. Δ s'écrit comme la valeur absolue de $\omega_c - \omega$ où ω_c représente la fréquence du mode de résonance de la cavité la plus proche de ω . Si l'on reprend l'équation (4.10), il est possible d'exprimer Δ en fonction du Δn_p induit par effet photoréfractif. Si le champ signal résonne dans la cavité, sa longueur d'onde λ vérifie :

$$\frac{4\pi n L}{\lambda} = 2p\pi, \quad (4.14)$$

où $\lambda = \frac{c}{n\omega}$ avec n l'indice du cristal et p un nombre entier.

Sous l'influence de l'effet photoréfractif et en supposant que le décalage est plus petit que la distance entre deux modes de résonances successifs, on a :

$$\frac{4\pi(n + \Delta n_p)L}{\lambda_c} = 2p\pi, \quad (4.15)$$

où $\lambda_c = \frac{c}{(n + \Delta n_p)\omega_c}$.

Il vient alors naturellement des deux équations précédentes que :

$$\frac{\lambda_c}{\lambda} = \frac{n + \Delta n_p}{n}, \quad (4.16)$$

et donc finalement :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda} &= \frac{1}{\lambda} \left(\frac{n}{n + \Delta n_p} - 1 \right), \\
\Rightarrow \Delta &= \left| \frac{2\pi c}{\lambda} \left(\frac{n}{(n + \Delta n_p)^2} - \frac{1}{n} \right) \right|, \\
\Rightarrow \Delta &= \left| \frac{2\pi c}{\lambda} \left(\frac{n^2 - (n + \Delta n_p)^2}{n(n + \Delta n_p)^2} \right) \right|. \tag{4.17}
\end{aligned}$$

L'évolution temporelle du mode signal en l'absence de pertes se détermine à l'aide de l'équation d'Heisenberg :

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{a}}{dt} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_f + \hat{H}_{int}, \hat{a}] \\
&= -i \Delta \hat{a} + g\hat{a}^* \hat{a}_p. \tag{4.18}
\end{aligned}$$

Enfin, en tenant compte des pertes imposées par les miroirs de la cavité et du champ du vide entrant dans la cavité (\hat{a}^{in}), on obtient finalement [132] :

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -\hat{a}(\gamma + i\Delta) + g\hat{a}^* \hat{a}_p + \frac{t}{\tau} \hat{a}_{in}, \tag{4.19}$$

où τ représente le temps d'un aller retour dans la cavité ($\frac{2Ln}{c}$) et γ l'amortissement défini comme $\frac{t^2}{2\tau}$. Pour la suite, on suppose que l'amplitude du champ de pompe n'est pas déplétée lors de sa traversée dans le cristal ($\frac{d\hat{a}_p}{dt} = 0$). On peut alors traiter la pompe classiquement et réécrire l'équation précédente comme [132] :

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -\hat{a}(\gamma + i\Delta) + G\hat{a}^* + \frac{t}{\tau} \hat{a}_{in}, \tag{4.20}$$

où G est le gain paramétrique qui vaut $\sqrt{\frac{P}{P_s}}$ avec P la puissance de pompe injectée et P_s la puissance du seuil d'oscillation de la cavité.

Si l'on réécrit le champ signal (\hat{a}) de manière semi-classique, c'est-à-dire comme la somme d'un terme moyen indépendant du temps (α) et d'un terme de fluctuations ($\delta\hat{a}$), on obtient alors :

$$\frac{d\delta\hat{a}}{dt} = -\delta\hat{a}(\gamma + i\Delta) + G\delta\hat{a}^* + \frac{t}{\tau} \delta\hat{a}_{in}. \tag{4.21}$$

Pour faciliter la résolution de cette équation et obtenir l'évolution spectrale du mode signal, on effectue la transformée de Fourier suivante ($\frac{dA}{dt} = i\omega A(\omega)$) :

$$i\omega\delta\hat{a}(\omega) = -\delta\hat{a}(\omega)(\gamma + i\Delta) + G\delta\hat{a}^*(\omega) + \frac{t}{\tau} \delta\hat{a}^\omega. \tag{4.22}$$

On utilise ensuite les expressions (1.30) et (1.31) pour exprimer les opérateurs quadratures du mode signal dans la cavité :

$$\begin{cases} i\omega\hat{Q} = \hat{Q}(-\gamma + G) + \Delta\hat{P} + \frac{t}{\tau}\hat{Q}_{in}, \\ i\omega\hat{P} = -\hat{P}(\gamma + G) - \Delta\hat{Q} + \frac{t}{\tau}\hat{P}_{in}. \end{cases} \quad (4.23)$$

Puis, on utilise les relations d'entrée/sortie pour déterminer les quadratures du champ en sortie $(\hat{Q}_{out}, \hat{P}_{out})$ [132] :

$$\begin{cases} \hat{Q}_{out} = t\hat{Q} - \hat{Q}_{in}, \\ \hat{P}_{out} = t\hat{P} - \hat{P}_{in}, \end{cases} \quad (4.24)$$

ce qui donne, une fois le système résolu :

$$\begin{cases} \hat{Q}_{out} = -\hat{Q}_{in} - \frac{t^2(G\hat{Q}_{in} + \Delta\hat{P}_{in} + \hat{Q}_{in}(\gamma + i\tau\omega))}{-\gamma^2 - 2i\gamma\tau\omega - \Delta^2 + G^2 + \tau^2\omega^2}, \\ \hat{P}_{out} = -\hat{P}_{in} + \frac{t^2(G\hat{P}_{in} + \Delta\hat{Q}_{in} - \hat{Q}_{in}(\gamma + i\tau\omega))}{-\gamma^2 - 2i\gamma\tau\omega - \Delta^2 + G^2 + \tau^2\omega^2}. \end{cases} \quad (4.25)$$

Il ne reste plus qu'à calculer la variance à partir de l'expression (1.22), en remarquant que c'est le mode du vide qui entre dans la cavité. Il vient ainsi :

$$\Delta\hat{Q}_{in}^2 = \Delta\hat{P}_{in}^2 = \frac{1}{4}. \quad (4.26)$$

Grâce à ce modèle théorique, nous avons pu simuler l'influence de l'effet photoréfractif sur la génération de compression par un OPO intégré sur une puce de LiNbO₃ résonnant sur le mode signal uniquement (cf Figure 4.11). On prendra une longueur de puce de 25 mm et une réflexion sur les facettes de 99% et 77% à la longueur d'onde signal. Ces résultats sont illustrés sur la Figure 4.12 ci-dessous où l'axe des abscisses est normalisé par rapport à l'amortissement γ . Pour cette cavité, il vaut $3.2 \cdot 10^8 s^{-1}$. A l'aide de l'expression (4.17), on trouve également qu'un désaccord normalisé de 1 équivaut à un Δn photoréfractif de $\simeq 6 \cdot 10^{-7}$.

Comme on peut le voir, la forme du spectre de compression est modifiée par rapport au cas idéal. Les extremums ne sont plus forcément atteints lorsque la fréquence est nulle (voir Figure 4.12a)[132]. De plus, le degré de compression est fortement impacté par la photoréfraction. Lorsque $\Delta/\gamma = 1$ ($\Delta n_p = 6 \cdot 10^{-7}$), on observe une baisse de la compression de 2.5 dB pour une compression initiale de -5 dB. Cet effet devient plus flagrant lorsque la compression augmente, avec par exemple une génération par la cavité de -5 dB de compression au lieu de -10 dB attendus dans le cas idéal (Figure 4.12b).

Les systèmes résonnants sont donc très sensibles à la photoréfraction. Pour cette raison, ils sont de préférence utilisés à très haute température (160°C) [73].

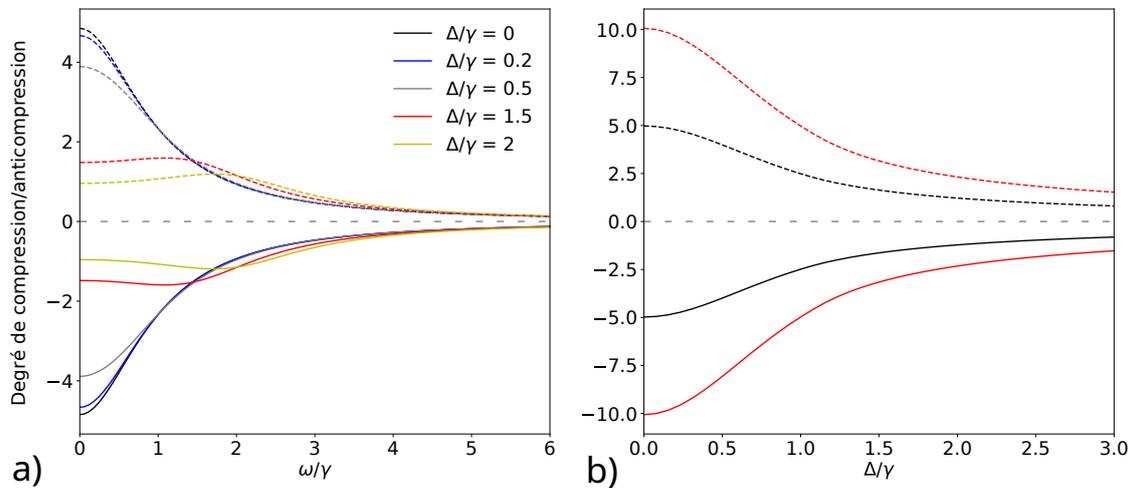


FIGURE 4.12 – Étude de la génération de compression par un guide d'onde résonnant long de 25 mm. a) Spectres de compression et d'anticompression de la lumière pour une compression initiale de -5 dB et différentes valeurs du désaccord de résonance. b) Maximum de compression et d'anticompression en fonction du désaccord de résonance pour un état comprimé initial de -5 dB (noir) et -10 dB (rouge).

4.3 Influence de la photoréfraction sur le comportement des coupleurs directionnels

On s'intéresse désormais à l'impact de la photoréfraction sur les coupleurs directionnels qui sont des composants essentiels des circuits photoniques (voir la section 2.4). On utilise à cet effet le montage illustré sur la Figure 4.3 et le coupleur représenté en Figure 4.13.

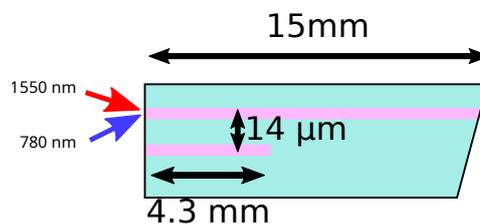


FIGURE 4.13 – Schéma du coupleur directionnel utilisé pour tester l'influence de la photoréfraction.

Le coupleur est constitué de deux guides d'ondes droits, fabriqués par SPE (voir section 2.2.1.3), identiques à ceux discutés à la section 4.2.1 (pertes, géométrie) dont les centres sont séparés d'une distance de 14 μm. Ce coupleur est

optimisé pour fonctionner à 1550 nm. Le couplage entre les modes des deux guides est négligeable à la longueur d'onde de la pompe (780 nm). l'une des deux facettes de la puce est polie avec un angle de 7° pour supprimer la cavité Fabry-Pérot afin d'étudier uniquement l'impact de la photoréfraction sur le coupleur intégré. La mesure consiste à enregistrer la puissance de sonde en sortie du bras du haut du coupleur (P) en fonction de la puissance de pompe injectée dans le même bras. P peut s'écrire comme (2.35) :

$$P = P_0 \left[1 - \frac{k^2}{k^2 + \Delta\beta^2} \sin^2 \left(\frac{l\sqrt{4k^2 + \Delta\beta^2}}{2} \right) \right], \quad (4.27)$$

où P_0 représente la puissance de sonde injectée en entrée du coupleur, k la constante de couplage (mm^{-1}), l la longueur du coupleur, et $\Delta\beta$ la différence entre les constantes de propagation des deux guides (mm^{-1}). P_0 dépend uniquement du couplage de la sonde dans la puce, et s'acquiert en mesurant la transmission d'un guide d'onde droit "témoin" à 1550 nm. k s'obtient en résolvant l'équation (4.27) lorsque $\Delta\beta=0$. En théorie, $\Delta\beta = 0$ puisque les deux guides d'ondes sont identiques. Cependant, l'injection du faisceau de pompe dans le bras du haut modifie son indice optique par photoréfraction et induit un $\Delta\beta$ non nul, dépendant de la photoréfraction :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\Delta n_p}{\lambda}, \quad (4.28)$$

où Δn_p représente la modification de l'indice optique par photoréfraction à la longueur d'onde λ (nm). Cet effet est clairement visible sur la Figure 4.14a où l'on s'aperçoit que le rapport de branchement du coupleur ($\frac{P}{P_0}$) dépend de la puissance de pompe injectée dans la puce, particulièrement à basse température. Lorsque la température devient suffisamment élevée ($>90^\circ\text{C}$), cet effet disparaît et la photoréfraction n'a plus aucune incidence sur le fonctionnement du coupleur. A partir des expressions ci-dessus, on peut calculer la modification de l'indice optique par photoréfraction. Les résultats sont illustrés à la Figure 4.14b où l'on remarque à nouveau une forte dépendance de l'effet photoréfractif avec la température et dont les valeurs sont compatibles avec celles trouvées en section 4.2.1.

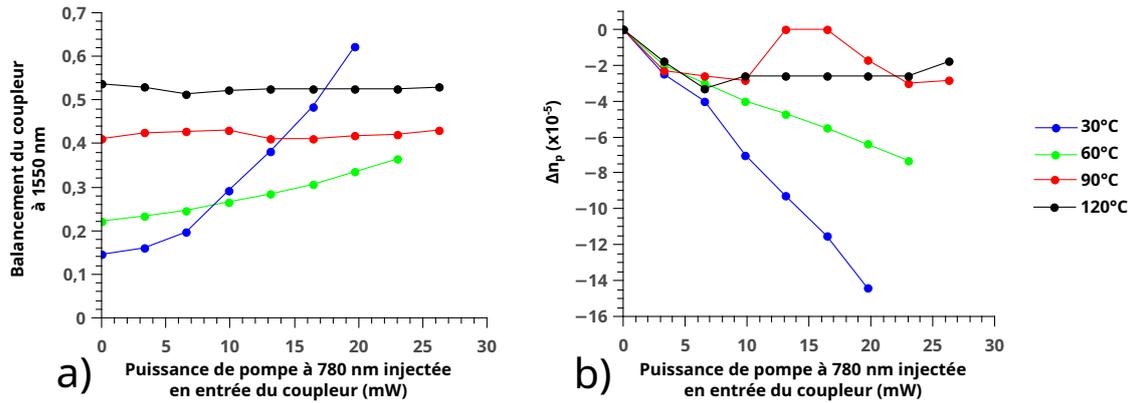


FIGURE 4.14 – a) Variation du rapport de branchement du coupleur en fonction de la puissance de pompe injectée et de la température du coupleur. b) $\Delta n_p (\times 10^{-5})$ en fonction de la puissance de pompe injectée et de la température du coupleur.

Enfin, si l'on utilise ce coupleur intégré pour réaliser l'interférence de la détection homodyne sur puce (3), on peut modéliser l'impact de la photoréfraction sur la détection de la lumière comprimée. Pour cela, on calcule tout d'abord la longueur de couplage l_c permettant d'obtenir un taux de transfert de 50% en l'absence de photoréfraction. Par définition, l_c vaut $\frac{\pi}{2k_c}$ (cf section 2.4). La constante de couplage k_c dépend de la température et se détermine à partir de l'équation (4.27) et des données de la Figure 4.14 à 0 mW. Ensuite, on utilise les valeurs de la Figure 4.14b pour calculer le changement du balancement du coupleur induit par photoréfraction. Pour finir, l'impact de la photoréfraction sur la détection de la lumière comprimée est déterminé grâce à l'équation (1.100).

Le résultat de ce calcul est illustré sur la Figure 4.15. A 30°C, cet effet est très problématique puisqu'à forte puissance (20 mW), la compression est presque entièrement masquée par la photoréfraction. Lorsque la température augmente, cet effet décroît rapidement et disparaît dès 90°C. Il est donc nécessaire de chauffer la puce jusqu'à au moins 90°C pour s'affranchir de l'influence de la photoréfraction sur les coupleurs intégrés.

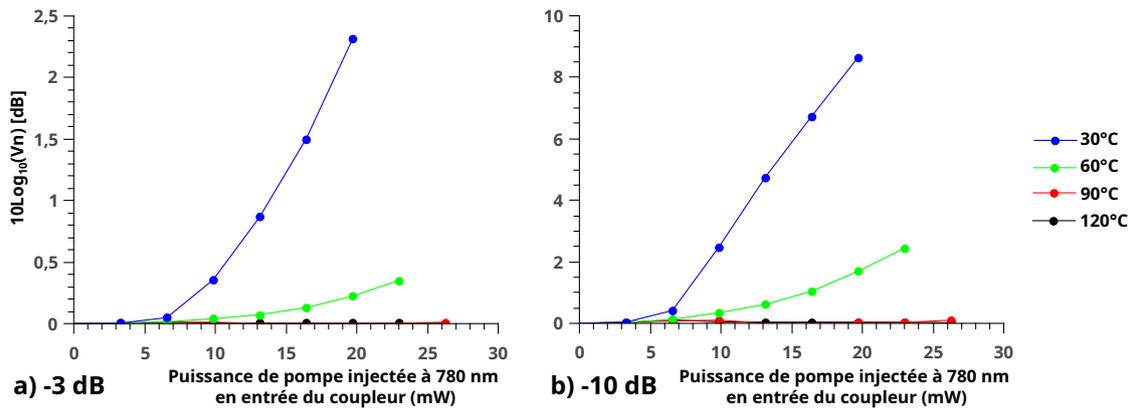


FIGURE 4.15 – Influence de la variation du rapport de branchement du coupleur par effet photoréfractif sur la détection homodyne d’un état de vide comprimé de a) -3 dB b) -10 db. La longueur de couplage vaut 5,16 mm à 30°C, 4,92 mm à 60°C, 4,48 mm à 90°C et 4,24 mm à 120°C.

A défaut d’augmenter la température, il existe d’autres alternatives pour obtenir des coupleurs insensibles à la photoréfraction. Par exemple, on peut intégrer un démultiplexeur en longueur d’onde pour séparer spectralement la pompe et le signal avant la détection homodyne, au prix d’une augmentation des pertes et d’une complexité accrue du circuit photonique [81].

4.4 Conclusion

Comme nous avons pu le voir, la photoréfraction impacte fortement les propriétés linéaires et non linéaires des guides d’ondes à 1550 nm, empêchant ainsi une génération et une détection efficace de la lumière comprimée. Il est donc primordial de prendre en compte ces effets lors du design de tout circuit photonique, que celui-ci soit destiné à des applications classiques ou quantiques. Pour cette raison, il est nécessaire de prévoir un accord de phase à 1550 nm à haute température (>90°C), et une suppression des réflexions aux interfaces, soit à l’aide d’un traitement antireflets, soit en polissant les facettes avec un angle d’au moins 7°.

Conclusion Générale

Dans un monde de plus en plus connecté, où l'importance accordée aux systèmes d'informations et aux nouvelles technologies ne cesse de croître chaque jour, la demande en technologies quantiques n'a jamais été aussi forte. Afin d'y répondre, on observe depuis quelques années une volonté de miniaturisation des expériences de lumière comprimée en vue de la démocratisation de son utilisation. On peut souligner la réalisation de sources compactes de génération dans des guides d'ondes monomodes [40, 68, 69] ainsi que l'intégration de la détection homodyne sur puce [91-93]. Récemment, une puce optique sur LiNbO_3 combinant la génération et la détection de la lumière comprimée a également été démontrée [81]. Les travaux présentés dans le cadre de ce manuscrit s'inscrivent dans ce contexte, et ouvrent la voie vers l'implémentation de systèmes compacts de variables continues.

Nous avons réalisé la première source intégrée de génération et de manipulation de la lumière comprimée à 1550 nm (Figure 3.1) [70]. Elle repose sur le mariage entre les composants à fibre optique standard des télécommunications et de l'optique intégrée sur niobate de lithium, garantissant un montage expérimental compact, facilement reconfigurable et simple d'utilisation (plug-and-play). Ce dispositif génère jusqu'à -2 dB de compression, (-3,5 dB en ôtant les pertes), permettant l'amélioration des systèmes de détection [4], l'implémentation de réseaux de communication quantique [11] et le développement du calcul quantique [15]. A l'aide de légères modifications du montage expérimental, il devrait être possible d'obtenir à terme jusqu'à -10 dB de compression.

Nous avons également effectué une étude précise des effets photoréfractifs sur niobate de lithium. Elle a permis de démontrer l'importance de la prise en compte de la photoréfraction lors du design de tout circuit photonique destiné à des applications classiques ou quantiques. Cette étude sera très utile pour toute personne désireuse de concevoir des dispositifs intégrés de variables continues sur cette plateforme technologique.

A la lumière des résultats présentés dans ce manuscrit, il ne fait aucun doute que l'optique intégrée sur niobate de lithium est une solution motrice pour le développement de sources compactes de variables continues, avec à plus ou moins long terme un potentiel d'industrialisation des technologies quantiques photoniques.

Bibliographie

- [1] WIKIPEDIA. *Quantum Technology*. URL : https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_technology (visité le 26/10/2019).
- [2] David SHAW. *Introduction to the Quantum Landscape*. URL : <https://www.factbasedinsight.com/introducing-the-quantum-landscape> (visité le 26/10/2019).
- [3] E.U. *Quantum Flagship*. URL : <https://ec.europa.eu/digital-single-market/en/quantum-technologies> (visité le 26/10/2019).
- [4] C. XU, L. ZHANG, S.HUANG et al. « Sensing and tracking enhanced by quantum squeezing ». In : *Photon. Res.* 7.6 (2019), A14-A26. DOI : [10.1364/PRJ.7.000A14](https://doi.org/10.1364/PRJ.7.000A14).
- [5] J. ABADIE, B. ABBOTT, R. ABBOTT et al. « A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit ». In : *Nature Physics* 7 (2011), p. 962-965. DOI : [doi:10.1038/nphys2083](https://doi.org/10.1038/nphys2083).
- [6] J. AASI, J. ABADIE, B. ABBOTT et al. « Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light ». In : *Nature Photonics* 7 (2013), p. 613-619. DOI : [10.1038/nphoton.2013.177](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.177).
- [7] F. WOLFGRAMM, A. CERÈ, F. BEDUINI et al. « Squeezed-Light Optical Magnetometry ». In : *Physical Review Letters* 105 (5 2010), p. 053601. DOI : [10.1103/PhysRevLett.105.053601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.053601).
- [8] G. BRIDA, M. GENOVESE et I. RUO BERCHERA. « Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging ». In : *Nature Photonics* 4 (2010), p. 227-230. DOI : [10.1038/nphoton.2010.29](https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.29).
- [9] M. MEHMET, T. EBERLE, S. STEINLECHNER et al. « Demonstration of a quantum-enhanced fiber Sagnac interferometer ». In : *Opt. Lett.* 35.10 (2010), p. 1665-1667. DOI : [10.1364/OL.35.001665](https://doi.org/10.1364/OL.35.001665).
- [10] M. TAYLOR, J. JANOUSEK, V. DARIA et al. « Biological measurement beyond the quantum limit ». In : *Nature Photonics* 7 (2013), p. 229-233. DOI : [10.1038/nphoton.2012.346](https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.346).
- [11] C. WEEDBROOK, S. PIRANDOLA, R. GARCÍA-PATRÓN et al. « Gaussian quantum information ». In : *Rev. Mod. Phys.* 84 (2 2012), p. 621-669. DOI : [10.1103/RevModPhys.84.621](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.621).

- [12] Ch. SILBERHORN, N. KOROLKOVA et G. LEUCHS. « Quantum Key Distribution with Bright Entangled Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (16 2002), p. 167902. DOI : [10.1103/PhysRevLett.88.167902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.167902).
- [13] L. MADSEN, V. USENKO et M. LASSEN. « Continuous variable quantum key distribution with modulated entangled states ». In : *Nature Communications* 3 (2012), p. 1083. DOI : [10.1038/ncomms2097](https://doi.org/10.1038/ncomms2097).
- [14] N. J. CERF, M. LÉVY et G. Van ASSCHE. « Quantum distribution of Gaussian keys using squeezed states ». In : *Phys. Rev. A* 63 (5 2001), p. 052311. DOI : [10.1103/PhysRevA.63.052311](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.63.052311).
- [15] A. OURJOUNTSEV, R. TUALLE-BROURI, J. LAURAT et al. « Generating Optical Schrödinger Kittens for Quantum Information Processing ». In : *Science* 312.5770 (2006), p. 83-86. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.1122858](https://doi.org/10.1126/science.1122858).
- [16] H. JEONG et T. C. RALPH. « Schrödinger Cat States for Quantum Information Processing ». In : *Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light*. Imperial College Press, 2007. Chap. 9, p. 159-177.
- [17] C. C. GERRY et P. L. KNIGHT. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, 2005.
- [18] R. LOUDON. *The Quantum Theory of Light, 3rd edition*. Oxford Science Publication, 2000.
- [19] M. FOX. *Quantum Optics An Introduction*. Oxford Master Series in Physics, 2006.
- [20] A. I. LVOVSKY. « Squeezed Light ». In : *Photonics*. John Wiley & Sons, Ltd, 2015. Chap. 5, p. 121-163. ISBN : 9781119009719. DOI : [10.1002/9781119009719.ch5](https://doi.org/10.1002/9781119009719.ch5).
- [21] U. LEONHARDT. *Measuring the quantum state of light*. Cambridge University Press, 1997.
- [22] H. VAHLBRUCH. « Squeezed Light for Gravitational Wave Astronomy ». Thèse de doct. Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [23] R.J. GLAUBER. « Coherent and Incoherent States of the Radiation Field ». In : *Physical Review* 131.6 (1963), p. 2766-2788.
- [24] U.L. ANDERSEN, T. GEHRING, C. MARQUARDT et al. « 30 years of squeezed light generation ». In : *Physica Scripta* 91.5 (2016), p. 053001. DOI : [10.1088/0031-8949/91/5/053001](https://doi.org/10.1088/0031-8949/91/5/053001).
- [25] H-A. BACHOR et T.C. RALPH. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. WILEY-VCH, 2004.

- [26] R. E. SLUSHER, L. W. HOLLBERG, B. YURKE et al. « Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity ». In : *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), p. 2409-2412. DOI : [10.1103/PhysRevLett.55.2409](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2409).
- [27] R. M. SHELBY, M. D. LEVENSON, S. H. PERLMUTTER et al. « Broad-Band Parametric Deamplification of Quantum Noise in an Optical Fiber ». In : *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), p. 691-694. DOI : [10.1103/PhysRevLett.57.691](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.691).
- [28] Ling-An WU, H. J. KIMBLE, J. L. HALL et al. In : *Phys. Rev. Lett.* 57.20 (1986), p. 2520-2523. DOI : [10.1103/PhysRevLett.57.2520](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2520).
- [29] S. MACHIDA, Y. YAMAMOTO et Y. ITAYA. « Observation of amplitude squeezing in a constant-current-driven semiconductor laser ». In : *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), p. 1000-1003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.58.1000](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1000).
- [30] Q. GLORIEUX, L. GUIDONI, S. GUIBAL et al. « Quantum correlations by four-wave mixing in an atomic vapor in a nonamplifying regime : Quantum beam splitter for photons ». In : *Phys. Rev. A* 84 (2011), p. 053826. DOI : [10.1103/PhysRevA.84.053826](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.053826).
- [31] R. DONG, J. HEERSINK, J.F. CORNEY et al. « Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers ». In : *Opt. Lett.* 33.2 (2008), p. 116-118. DOI : [10.1364/OL.33.000116](https://doi.org/10.1364/OL.33.000116).
- [32] H. VAHLBRUCH, M. MEHMET, K. DANZMANN et al. « Detection of 15 dB Squeezed States of Light and their Application for the Absolute Calibration of Photoelectric Quantum Efficiency ». In : *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016), p. 110801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.117.110801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.110801).
- [33] W. H. RICHARDSON, S. MACHIDA et Y. YAMAMOTO. « Squeezed photon-number noise and sub-Poissonian electrical partition noise in a semiconductor laser ». In : *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), p. 2867-2870. DOI : [10.1103/PhysRevLett.66.2867](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2867).
- [34] C. F. MCCORMICK, V. BOYER, E. ARIMONDO et al. « Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor ». In : *Opt. Lett.* 32.2 (2007), p. 178-180. DOI : [10.1364/OL.32.000178](https://doi.org/10.1364/OL.32.000178).
- [35] C. F. MCCORMICK, A. M. MARINO, V. BOYER et al. « Strong low-frequency quantum correlations from a four-wave-mixing amplifier ». In : *Phys. Rev. A* 78 (2008), p. 043816. DOI : [10.1103/PhysRevA.78.043816](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.043816).
- [36] N. CORZO, A. M. MARINO, K. M. JONES et al. « Multi-spatial-mode single-beam quadrature squeezed states of light from four-wave mixing in hot rubidium vapor ». In : *Opt. Express* 19.22 (2011), p. 21358-21369. DOI : [10.1364/OE.19.021358](https://doi.org/10.1364/OE.19.021358).
- [37] A LAMBRECHT, T COUDREAU, A. M STEINBERG et al. « Squeezing with cold atoms ». In : *Europhysics Letters (EPL)* 36.2 (1996), p. 93-98. DOI : [10.1209/epl/i1996-00192-1](https://doi.org/10.1209/epl/i1996-00192-1).

- [38] M.A. FINGER, T.Sh. ISKHAKOV, N.Y. JOLY et al. « Raman-Free, Noble-Gas-Filled Photonic-Crystal Fiber Source for Ultrafast, Very Bright Twin-Beam Squeezed Vacuum ». In : *Phys. Rev. Lett.* 115 (2015), p. 143602. DOI : [10.1103/PhysRevLett.115.143602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.143602).
- [39] A. DUTT, K. LUKE, S. MANIPATRUNI et al. « On-Chip Optical Squeezing ». In : *Phys. Rev. Applied* 3 (2015), p. 044005. DOI : [10.1103/PhysRevApplied.3.044005](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.3.044005).
- [40] A. DUTT, S. MILLER, K. LUKE et al. « Tunable squeezing using coupled ring resonators on a silicon nitride chip ». In : *Opt. Lett.* 41.2 (2016), p. 223-226. DOI : [10.1364/OL.41.000223](https://doi.org/10.1364/OL.41.000223).
- [41] V.D. VAIDYA, B. MORRISON, L.G. HELT et al. « Broadband quadrature-squeezed vacuum and nonclassical photon number correlations from a nanophotonic device ». In : (2019). arXiv : [1904.07833 \[quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/1904.07833).
- [42] M. LEVENSON et R. SHELBY. *Laser Spectroscopy VII T Hänsch and Y Shen*. Springer, Berlin, 1985, p. 250-253. DOI : <https://www.springer.com/gp/book/9783662152539>.
- [43] K. BERGMAN et H. A. HAUS. « Squeezing in fibers with optical pulses ». In : *Opt. Lett.* 16.9 (1991), p. 663-665. DOI : [10.1364/OL.16.000663](https://doi.org/10.1364/OL.16.000663).
- [44] S. R. FRIBERG, S. MACHIDA, M. J. WERNER et al. « Observation of Optical Soliton Photon-Number Squeezing ». In : *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), p. 3775-3778. DOI : [10.1103/PhysRevLett.77.3775](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3775).
- [45] S. SCHMITT, J. FICKER, M. WOLFF et al. « Photon-Number Squeezed Solitons from an Asymmetric Fiber-Optic Sagnac Interferometer ». In : *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), p. 2446-2449. DOI : [10.1103/PhysRevLett.81.2446](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.2446).
- [46] J. HEERSINK, V. JOSSE, G. LEUCHS et al. « Efficient polarization squeezing in optical fibers ». In : *Opt. Lett.* 30.10 (2005), p. 1192-1194. DOI : [10.1364/OL.30.001192](https://doi.org/10.1364/OL.30.001192).
- [47] S. R. Friberg P. D. DRUMMOND R. M. Shelby et Y. YAMAMOTO. « Quantum solitons in optical fibres ». In : *Nature* 365 (1993), p. 307-313. DOI : [10.1038/365307a0](https://doi.org/10.1038/365307a0).
- [48] M. ROSENBLUH et R. M. SHELBY. « Squeezed optical solitons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), p. 153-156. DOI : [10.1103/PhysRevLett.66.153](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.153).
- [49] S. SPÄLTER, M. BURK, U. STRÖSSNER et al. « Propagation of quantum properties of sub-picosecond solitons in a fiber ». In : *Opt. Express* 2.3 (1998), p. 77-83. DOI : [10.1364/OE.2.000077](https://doi.org/10.1364/OE.2.000077).
- [50] D. KRYLOV et K. BERGMAN. « Amplitude-squeezed solitons from an asymmetric fiber interferometer ». In : *Opt. Lett.* 23.17 (1998), p. 1390-1392. DOI : [10.1364/OL.23.001390](https://doi.org/10.1364/OL.23.001390).

- [51] M. FIORENTINO, J.E. SHARPING, P. KUMAR et al. « Soliton squeezing in a Mach-Zehnder fiber interferometer ». In : *Phys. Rev. A* 64 (2001), p. 031801. DOI : [10.1103/PhysRevA.64.031801](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.64.031801).
- [52] N. KOROLKOVA, G. LEUCHS, R. LOUDON et al. « Polarization squeezing and continuous-variable polarization entanglement ». In : *Phys. Rev. A* 65 (2002), p. 052306. DOI : [10.1103/PhysRevA.65.052306](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.65.052306).
- [53] S. LORENZ, C. SILBERHORN, N. KOROLKOVA et al. « Squeezed light from microstructured fibres : towards free-space quantum cryptography ». In : *Applied Physics B* 73.8 (2001), p. 855-859. ISSN : 1432-0649. DOI : [10.1007/s003400100723](https://doi.org/10.1007/s003400100723).
- [54] M. FIORENTINO, J.E. SHARPING, P. KUMAR et al. « Soliton squeezing in microstructure fiber ». In : *Opt. Lett.* 27.8 (2002), p. 649-651. DOI : [10.1364/OL.27.000649](https://doi.org/10.1364/OL.27.000649).
- [55] H. KENICHI, F. HIROTO, T. ATSUSHI et al. « Photon Number Squeezing of Ultrabroadband Laser Pulses Generated by Microstructure Fibers ». In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), p. 203601. DOI : [10.1103/PhysRevLett.94.203601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.203601).
- [56] G. BREITENBACH, D. SCHILLER et J. MLYNEK. « Measurement of the quantum states of squeezed light ». In : *Nature* 387 (1997), p. 471-475. DOI : [10.1038/387471a0](https://doi.org/10.1038/387471a0).
- [57] P.K. LAM, T.C. RALPH, B.C. BUCHLER et al. « Optimization and transfer of vacuum squeezing from an optical parametric oscillator ». In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 1.4 (1999), p. 469-474. DOI : [10.1088/1464-4266/1/4/319](https://doi.org/10.1088/1464-4266/1/4/319).
- [58] S. SUZUKI, H. YONEZAWA, F. KANNARI et al. « 7dB quadrature squeezing at 860nm with periodically poled KTiOPO4 ». In : *Applied Physics Letters* 89.6 (2006), p. 061116. DOI : [10.1063/1.2335806](https://doi.org/10.1063/1.2335806).
- [59] Y. TAKENO, M. YUKAWA, H. YONEZAWA et al. « Observation of -9 dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement ». In : *Opt. Express* 15.7 (2007), p. 4321-4327. DOI : [10.1364/OE.15.004321](https://doi.org/10.1364/OE.15.004321).
- [60] H. VAHLBRUCH, M. MEHMET, S. CHELKOWSKI et al. « Observation of Squeezed Light with 10-dB Quantum-Noise Reduction ». In : *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), p. 033602. DOI : [10.1103/PhysRevLett.100.033602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.033602).
- [61] A. SCHÖNBECK, F. THIES et R. SCHNABEL. « 13 dB squeezed vacuum states at 1550 nm from 12 mW external pump power at 775 nm ». In : *Opt. Lett.* 43.1 (2018), p. 110-113. DOI : [10.1364/OL.43.000110](https://doi.org/10.1364/OL.43.000110).
- [62] A. HEIDMANN, R. J. HOROWICZ, S. REYNAUD et al. « Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), p. 2555-2557. DOI : [10.1103/PhysRevLett.59.2555](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2555).

- [63] J. MERTZ, T. DEBUSSCHERT, A. HEIDMANN et al. « Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams ». In : *Opt. Lett.* 16.16 (1991), p. 1234-1236. DOI : [10.1364/OL.16.001234](https://doi.org/10.1364/OL.16.001234).
- [64] J. LAURAT, L. LONGCHAMBON, C. FABRE et al. « Experimental investigation of amplitude and phase quantum correlations in a type II optical parametric oscillator above threshold : from nondegenerate to degenerate operation ». In : *Opt. Lett.* 30.10 (2005), p. 1177-1179. DOI : [10.1364/OL.30.001177](https://doi.org/10.1364/OL.30.001177).
- [65] R. E. SLUSHER, P. GRANGIER, A. LAPORTA et al. « Pulsed Squeezed Light ». In : *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), p. 2566-2569. DOI : [10.1103/PhysRevLett.59.2566](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2566).
- [66] O. AYTÜR et P. KUMAR. « Squeezed-light generation with a mode-locked Q-switched laser and detection by using a matched local oscillator ». In : *Opt. Lett.* 17.7 (1992), p. 529-531. DOI : [10.1364/OL.17.000529](https://doi.org/10.1364/OL.17.000529).
- [67] C. KIM et P. KUMAR. « Quadrature-Squeezed Light Detection Using a Self-Generated Matched Local Oscillator ». In : *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994), p. 1605-1608. DOI : [10.1103/PhysRevLett.73.1605](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.1605).
- [68] M.E. ANDERSON, M. BECK, M. G. RAYMER et al. « Quadrature squeezing with ultrashort pulses in nonlinear-optical waveguides ». In : *Opt. Lett.* 20.6 (1995), p. 620-622. DOI : [10.1364/OL.20.000620](https://doi.org/10.1364/OL.20.000620).
- [69] Y. ETO, T. TAJIMA, Y. ZHANG et al. « Observation of quadrature squeezing in a $\chi(2)$ nonlinear waveguide using a temporally shaped local oscillator pulse ». In : *Opt. Express* 16.14 (2008), p. 10650-10657. DOI : [10.1364/OE.16.010650](https://doi.org/10.1364/OE.16.010650).
- [70] F. MONDAIN, T. LUNGI, A. ZAVATTA et al. « Chip-based squeezing at a telecom wavelength ». In : *Photon. Res.* 7.7 (2019), A36-A39. DOI : [10.1364/PRJ.7.000A36](https://doi.org/10.1364/PRJ.7.000A36).
- [71] F. KAISER, B. FEDRICI, A. ZAVATTA et al. « A fully guided-wave squeezing experiment for fiber quantum networks ». In : *Optica* 3.4 (2016), p. 362-365. DOI : [10.1364/OPTICA.3.000362](https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000362).
- [72] N. TAKANASHI, T. KASHIWAZAKI, T. KAZAMA et al. « Detection of 3-dB continuous-wave squeezing at 1.55 μm from a fiber-coupled single-pass PPLN ridge waveguide ». In : (2019). arXiv : [1906.09749](https://arxiv.org/abs/1906.09749) [quant-ph].
- [73] M. STEFSZKY, R. RICKEN, C. EIGNER et al. « Waveguide Cavity Resonator as a Source of Optical Squeezing ». In : *Phys. Rev. Applied* 7 (2017), p. 044026. DOI : [10.1103/PhysRevApplied.7.044026](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.7.044026).
- [74] D. K. SERKLAND, P. KUMAR, M. A. ARBORE et al. « Amplitude squeezing by means of quasi-phase-matched second-harmonic generation in a lithium niobate waveguide ». In : *Opt. Lett.* 22.19 (1997), p. 1497-1499. DOI : [10.1364/OL.22.001497](https://doi.org/10.1364/OL.22.001497).

- [75] R. PASCHOTTA, M. COLLETT, P. KÜRZ et al. « Bright squeezed light from a singly resonant frequency doubler ». In : *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), p. 3807-3810. DOI : [10.1103/PhysRevLett.72.3807](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.3807).
- [76] P. KÜRZ, R. PASCHOTTA, K. FIEDLER et al. « Bright Squeezed Light by Second-Harmonic Generation in a Monolithic Resonator ». In : *Europhysics Letters (EPL)* 24.6 (1993), p. 449-454. DOI : [10.1209/0295-5075/24/6/004](https://doi.org/10.1209/0295-5075/24/6/004).
- [77] S. MACHIDA et Y. YAMAMOTO. « Observation of amplitude squeezing from semiconductor lasers by balanced direct detectors with a delay line ». In : *Opt. Lett.* 14.19 (1989), p. 1045-1047. DOI : [10.1364/OL.14.001045](https://doi.org/10.1364/OL.14.001045).
- [78] M. J. FREEMAN, H. WANG, D. G. STEEL et al. « Wavelength-tunable amplitude-squeezed light from a room-temperature quantum-well laser ». In : *Opt. Lett.* 18.24 (1993), p. 2141-2143. DOI : [10.1364/OL.18.002141](https://doi.org/10.1364/OL.18.002141).
- [79] O. ALIBART, V. D'AURIA, M.De. MICHELI et al. « Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides ». In : *Journal of Optics* 18.10 (2016), p. 104001. DOI : [10.1088/2040-8978/18/10/104001](https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/10/104001).
- [80] S. TANZILLI, A. MARTIN, F. KAISER et al. « On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics ». In : *Laser & Photonics Reviews* 6.1 (2012), p. 115-143. DOI : [10.1002/lpor.201100010](https://doi.org/10.1002/lpor.201100010). eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.201100010>.
- [81] F. LENZINI, J. JANOUSEK, O. THEARLE et al. « Integrated photonic platform for quantum information with continuous variables ». In : *Science Advances* 4.12 (2018). DOI : [10.1126/sciadv.aat9331](https://doi.org/10.1126/sciadv.aat9331).
- [82] R W. BOYD. *Nonlinear Optics Third Edition*. Academic Press, 2008.
- [83] B.E.A SALEH et M.C TEICH. *Fundamentals of Photonics, 2nd Edition*. 2007. ISBN : 978-0-471-35832-9.
- [84] S.L. BRAUNSTEIN et P. van LOOCK. « Quantum information with continuous variables ». In : *Rev. Mod. Phys.* 77 (2005), p. 513-577. DOI : [10.1103/RevModPhys.77.513](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.513).
- [85] A. HEIDMANN, R. J. HOROWICZ, S. REYNAUD et al. « Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), p. 2555-2557. DOI : [10.1103/PhysRevLett.59.2555](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2555).
- [86] M.P. De MICHELI. « χ^2 effects in waveguides ». In : *Quantum and Semiclassical Optics : Journal of the European Optical Society Part B* 9.2 (1997), p. 155-164. DOI : [10.1088/1355-5111/9/2/004](https://doi.org/10.1088/1355-5111/9/2/004).
- [87] M. FIORENTINO, S.M. SPILLANE, R.G. BEAUSOLEIL et al. « Spontaneous parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals ». In : *Opt. Express* 15.12 (2007), p. 7479-7488. DOI : [10.1364/OE.15.007479](https://doi.org/10.1364/OE.15.007479).

- [88] M. PYSHER, R. BLOOMER, C.M. KALEVA et al. « Broadband amplitude squeezing in a periodically poled KTiOPO4 waveguide ». In : *Opt. Lett.* 34.3 (2009), p. 256-258. DOI : [10.1364/OL.34.000256](https://doi.org/10.1364/OL.34.000256).
- [89] A. FRANZEN. *Component library*. used under CC BY-NC 3.0/ Desaturated from original. URL : <http://www.gwoptics.org/ComponentLibrary/>.
- [90] M. MEHMET, S. AST, T. EBERLE et al. « Squeezed light at 1550 nm with a quantum noise reduction of 12.3 dB ». In : *Opt. Express* 19.25 (2011), p. 25763-25772. DOI : [10.1364/OE.19.025763](https://doi.org/10.1364/OE.19.025763).
- [91] G. MASADA, K. MIYATA, A. POLITI et al. « Continuous-variable entanglement on a chip ». In : *Nature Photonics* 9.5 (2015), p. 316-319. DOI : [10.1038/nphoton.2015.42](https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.42).
- [92] C. PORTO, D. RUSCA, S. CIALDI et al. « Detection of squeezed light with glass-integrated technology embedded into a homodyne detector setup ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 35.7 (2018), p. 1596-1602. DOI : [10.1364/JOSAB.35.001596](https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.001596).
- [93] F. RAFFAELLI, G. FERRANTI, D.H. MAHLER et al. « A homodyne detector integrated onto a photonic chip for measuring quantum states and generating random numbers ». In : *Quantum Science and Technology* 3.2 (2018), p. 025003. DOI : [10.1088/2058-9565/aaa38f](https://doi.org/10.1088/2058-9565/aaa38f).
- [94] A.A. BALLMAN. « Growth of Piezoelectric and Ferroelectric Materials by the Czochrałski Technique ». In : *Journal of the American Ceramic Society* 48.2 (1965), p. 112-113. DOI : [10.1111/j.1151-2916.1965.tb11814.x](https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1965.tb11814.x).
- [95] L.O. SVAASAND, M. ERIKSRUD, A. P. GRANDE et al. « Crystal Growth and Properties of LiNbO₃ ». In : *Journal of Crystal Growth* 18.2 (1972), p. 179-184. DOI : [10.1016/0022-0248\(73\)90197-8](https://doi.org/10.1016/0022-0248(73)90197-8).
- [96] D.E. ZELMON, D.L. SMALL et D.JUNDT. « Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol % magnesium oxide-doped lithium niobate ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 14.12 (1997), p. 3319-3322. DOI : [10.1364/JOSAB.14.003319](https://doi.org/10.1364/JOSAB.14.003319).
- [97] COVESION. *Properties of lithium niobate*. URL : <https://www.covesion.com/support/covesion-guide-to-ppln/material-properties-of-lithium-niobate.html> (visité le 26/10/2019).
- [98] Tydex OPTICS. *Transmittance spectrum of lithium niobate*. URL : http://www.tydexoptics.com/materials1/materials_for_nonlinear_optics/lithium_niobate/ (visité le 26/10/2019).
- [99] IXBlue PHOTONICS. *Lithium Niobate Electro Optic Modulator*. URL : <https://photonics.ixblue.com/store/lithium-niobate-electro-optic-modulator/intensity-modulators> (visité le 26/10/2019).

- [100] S. TANZILLI. « Optique Intégrée pour les Communications Quantiques ». Thèse de doct. Université Nice Sophia Antipolis, 2002.
- [101] A.HELLWIG. « Nonlinear Optical and Photorefractive Properties of Periodically Poled Channel Waveguides in Lithium Niobate ». Thèse de doct. Department Physik der Universität Paderborn, 2011.
- [102] A.YARIV. *Quantum Electronics Third Edition*. Wiley, 1987.
- [103] T. FUJIWARA, R. SRIVASTAVA, X. CAO et al. « Comparison of photorefractive index change in proton-exchanged and Ti-diffused LiNbO₃ waveguides ». In : *Opt. Lett.* 18.5 (1993), p. 346-348. DOI : [10.1364/OL.18.000346](https://doi.org/10.1364/OL.18.000346).
- [104] Y. N.KORKISHKO et V. A.FEDOROV. « Structural phase diagram of Hx/Li1-xNbO₃ waveguides : The correlation between optical and structural properties ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2.2 (1996), p. 187-196.
- [105] L. CHANVILLARD, P. ASCHIÉRI, P. BALDI et al. « Soft proton exchange on periodically poled LiNbO₃ : A simple waveguide fabrication process for highly efficient nonlinear interactions ». In : *Applied Physics Letters* 76.9 (2000), p. 1089-1091. DOI : [10.1063/1.125948](https://doi.org/10.1063/1.125948).
- [106] L. CHANVILLARD. « Interactions paramétriques guidées de grande efficacité : Utilisation de l'échange protonique "doux" sur niobate de lithium inversé périodiquement ». Thèse de doct. Université Nice Sophia Antipolis, 1999.
- [107] G.BERTOCHI. « Circuit optique sur LiNbO₃ pour un relais quantique intégré ». Thèse de doct. Université Nice Sophia Antipolis, 2006.
- [108] Y. NISHIDA, H. MIYAZAWA, M. ASOBE et al. « Direct-bonded QPM-LN ridge waveguide with high damage resistance at room temperature ». In : *Electronics Letters* 39.7 (2003), p. 609-611. DOI : [10.1049/el:20030402](https://doi.org/10.1049/el:20030402).
- [109] NTT Technical REVIEW. *Mid-infrared Wavelength Conversion Laser for Highly Sensitive Gas Detection*. URL : <https://www.ntt-review.jp/archive/ntttechnical.php?contents=ntr200901sf4.html> (visité le 26/10/2019).
- [110] S. PAL, B.K. DAS et W. SOHLER. « Photorefractive damage resistance in Ti :PPLN waveguides with ridge geometry ». In : *Applied Physics B* 120.4 (2015), p. 737-749. DOI : [10.1007/s00340-015-6191-0](https://doi.org/10.1007/s00340-015-6191-0).
- [111] I. KRASNOKUTSKA, J-L J.TAMBASCO, X. LI et al. « Ultra-low loss photonic circuits in lithium niobate on insulator ». In : *Opt. Express* 26.2 (2018), p. 897-904. DOI : [10.1364/OE.26.000897](https://doi.org/10.1364/OE.26.000897).
- [112] L. CHANG, Y. LI, N. VOLET et al. « Thin film wavelength converters for photonic integrated circuits ». In : *Optica* 3.5 (2016), p. 531-535. DOI : [10.1364/OPTICA.3.000531](https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000531). URL : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-3-5-531>.

- [113] NANOLN. *300-900 nm Lithium Niobate Thin Films (LNOI)*. URL : https://www.nanoln.com/PRODUCTS_128978.html#comp-maeh1ti8 (visité le 26/10/2019).
- [114] M. ZHANG, C. WANG, R. CHENG et al. « Monolithic ultra-high-Q lithium niobate microring resonator ». In : *Optica* 4.12 (2017), p. 1536-1537. DOI : [10.1364/OPTICA.4.001536](https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.001536).
- [115] R. REGENER et W. SOHLER. « Loss in low-finesse Ti :LiNbO₃ optical waveguide resonators ». In : *Applied Physics B* 36.3 (1985), p. 143-147. DOI : [10.1007/BF00691779](https://doi.org/10.1007/BF00691779).
- [116] H.KOGELNIK et R.SCHMIDT. « Switched directional couplers with alternating $\Delta\beta$ ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 12.7 (1976), p. 396-401. DOI : [10.1109/JQE.1976.1069190](https://doi.org/10.1109/JQE.1976.1069190).
- [117] OZ OPTICS. *V-Groove assemblies*. URL : https://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/DTS0083.pdf (visité le 26/10/2019).
- [118] C. J. HAWTHORN, K. P. WEBER et R. E. SCHOLTEN. « Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam ». In : *Review of Scientific Instruments* 72.12 (2001), p. 4477-4479. DOI : [10.1063/1.1419217](https://doi.org/10.1063/1.1419217).
- [119] T. HIRANO, K. KOTANI, T. ISHIBASHI et al. « 3 dB squeezing by single-pass parametric amplification in a periodically poled KTiOPO₄ crystal ». In : *Opt. Lett.* 30.13 (2005), p. 1722-1724. DOI : [10.1364/OL.30.001722](https://doi.org/10.1364/OL.30.001722).
- [120] J.P. RUSKE, B. ZEITNER, A. TÜNNERMANN et al. « Photorefractive effect and high power transmission in LiNbO₃ channel waveguides ». In : *Electronics Letters* 39 (14 2003), 1048-1050(2). DOI : [10.1049/e1:20030703](https://doi.org/10.1049/e1:20030703).
- [121] S.O. KASAP. *Optoelectronics and Photonics : Principles and Practices, second edition*. Pearson, 2013.
- [122] J. APPEL, D. HOFFMAN, E. FIGUEROA et al. « Electronic noise in optical homodyne tomography ». In : *Phys. Rev. A* 75 (3 2007), p. 035802. DOI : [10.1103/PhysRevA.75.035802](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.035802).
- [123] T. LUNGI, F. DOUTRE, G. LEGOFF et al. « Soft-proton exchange on magnesium-oxide-doped substrates : A route toward efficient and power-resistant nonlinear converters ». In : *Journal of Applied Physics* 122.1 (2017), p. 013103. DOI : [10.1063/1.4991474](https://doi.org/10.1063/1.4991474).
- [124] T. VOLK, N. RUBININA et M. WÖHLECKE. « Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 11.9 (1994), p. 1681-1687. DOI : [10.1364/JOSAB.11.001681](https://doi.org/10.1364/JOSAB.11.001681).
- [125] Y. FURUKAWA, K. KITAMURA, S. TAKEKAWA et al. « Stoichiometric Mg :LiNbO₃ as an effective material for nonlinear optics ». In : *Opt. Lett.* 23.24 (1998), p. 1892-1894. DOI : [10.1364/OL.23.001892](https://doi.org/10.1364/OL.23.001892).

- [126] M. SANTANDREA, M. STEFSZKY, V. ANSARI et al. « Fabrication limits of waveguides in nonlinear crystals and their impact on quantum optics applications ». In : *New Journal of Physics* 21.3 (2019), p. 033038. DOI : [10.1088/1367-2630/aaff13](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aaff13).
- [127] T. VOLK et M. WÖHLECKE. *Lithium Niobate Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Springer series in material science, 2008.
- [128] GH INDUSTRY. *Lithium Niobate Optical Wafer Datasheet*. URL : <https://gandh.com/wp-content/uploads/2013/12/opticalWaveguide.pdf> (visité le 26/10/2019).
- [129] R. A. BECKER et R. C. WILLIAMSON. « Photorefractive effects in LiNbO₃ channel waveguides : Model and experimental verification ». In : *Applied Physics Letters* 47.10 (1985), p. 1024-1026. DOI : [10.1063/1.96365](https://doi.org/10.1063/1.96365).
- [130] S. M. KOSTRITSKII. « Photorefractive effect in LiNbO₃-based integrated-optical circuits at wavelengths of third telecom window ». In : *Applied Physics B* 95.3 (2009), p. 421-428. DOI : [10.1007/s00340-009-3501-4](https://doi.org/10.1007/s00340-009-3501-4).
- [131] E. HECHT. *Optics Fifth Edition*. Pearson, 2017.
- [132] C. FABRE, E. GIACOBINO, A. HEIDMANN et al. « Squeezing in detuned degenerate optical parametric oscillators ». In : *Quantum Optics : Journal of the European Optical Society Part B* 2.2 (1990), p. 159-187. DOI : [10.1088/0954-8998/2/2/006](https://doi.org/10.1088/0954-8998/2/2/006).

Résumé :

Les récents progrès de la physique quantique en matière de manipulations d'objets quantiques individuels et/ou collectifs promettent une révolution dans les domaines de la communication, de la métrologie, de l'informatique et de la simulation. Plus spécifiquement, l'avènement des nouvelles technologies quantiques repose sur la génération, la manipulation et le contrôle d'états quantiques tels que l'intrication. Découverte il y a plus de 30 ans, la lumière comprimée s'est imposée comme un outil de choix pour la mise en œuvre des technologies quantiques, mais son utilisation souffre encore aujourd'hui d'un manque crucial de compacité, freinant ainsi la croissance de certaines réalisations en photonique quantique.

Pour pallier ce problème, nous avons développé une plateforme photonique compacte de génération et de détection de lumière comprimée aux longueurs d'ondes des télécommunications. Elle repose sur le mariage entre les composants à fibre optique standards à 1550 nm et de l'optique intégrée sur niobate de lithium (LiNbO_3), permettant d'obtenir un montage compact, facilement reconfigurable sans qu'aucun alignement ne soit nécessaire (plug-and-play). Grâce à cette approche, nous avons pu mesurer jusqu'à -2 dB de compression pour une puissance de pompe continue de 40 mW, ouvrant ainsi la voie vers la réalisation de systèmes compacts de variables continues en dehors du cadre des laboratoires.

Afin de mieux comprendre les limites de notre système expérimental, nous nous sommes également intéressés aux propriétés photoréfractives du niobate de lithium, c'est-à-dire à la variation de son indice optique en fonction de l'intensité lumineuse qui le traverse. En régime de variables continues, là où les puissances optiques peuvent être relativement élevées, ces effets peuvent durablement affecter le fonctionnement des circuits photoniques intégrés sur LiNbO_3 . Pour cette raison, une étude précise de la photoréfraction a également été accomplie afin d'optimiser la génération et la détection de la lumière comprimée sur puce LiNbO_3 .

Mots clés: lumière comprimée, optique intégrée, photonique, niobate de lithium, variables continues, photoréfraction.

Abstract :

Recent progress in quantum physics predicts a future revolution in the fields of communication, sensing, computing and simulation which rely on our ability to generate and control quantum states such as entanglement. Discovered more than thirty years ago, squeezed light has rapidly become an important tool for the implementation of quantum technologies, but its use still suffers from a lack of compactness which limits the growth of quantum photonics realisations.

To tackle this issue, we develop a compact photonic platform to generate and detect squeezed light at telecom wavelengths. It is built upon an association between off the shelf telecom components and integrated optics on lithium niobate (LiNbO_3) allowing a compact, and easy reconfigurable setup, without any alignment (plug-and-play). With this original approach, we directly measure up to -2dB shot noise reduction for a CW pump power of 40 mW, opening the way to out-of-the lab continuous variable experimentations.

In order to fully understand the limits of our experimental setup, we also investigate the photorefractive properties of the LiNbO_3 , which means its intensity dependant refractive index. This effect could be a great issue in CV experiments, where high pump powers near visible wavelengths are needed. For this reason, we also study precisely the photorefraction in order to optimise the generation and the detection of squeezed light in integrated lithium niobate photonics circuits.

Keywords: squeezed light, integrated optics, photonics, lithium niobate, continuous variables, photorefraction.