PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Conception d'une source de photons annoncés générés dans une fibre microstructurée
Auteur: Author:	Jean-Simon Corbeil
Date:	2010
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Corbeil, J.-S. (2010). Conception d'une source de photons annoncés générés dans une fibre microstructurée [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/464/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/464/
Directeurs de recherche: Advisors:	Nicolas Godbout, & Suzanne Lacroix
Programme: Program:	Génie physique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONCEPTION D'UNE SOURCE DE PHOTONS ANNONCÉS GÉNÉRÉS DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE

JEAN-SIMON CORBEIL
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
SEPTEMBRE 2010

© Jean-Simon Corbeil, 2010.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

CONCEPTION D'UNE SOURCE DE PHOTONS ANNONCÉS GÉNÉRÉS DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE

présenté par : CORBEIL Jean-Simon.
en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. FRANCOEUR Sébastien, Ph.D., président.
M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre et directeur de recherche.
Mme. LACROIX Suzanne, D.Sc., membre et codirectrice de recherche.
M. LEONELLI Richard, Ph.D., membre.

"Qu'est-ce donc nos expériences vécues ? Bien plus ce que nous y mettons que ce qui s'y trouve ! Ou devra-t-on même dire : en soi, il ne s'y trouve rien ? Expérimenter c'est imaginer ?"

-Friedrich Nietzsche, Aurore

REMERCIEMENTS

L'auteur tient d'abord et avant tout à témoigner sa reconnaissance envers les personnes suivantes : Professeur Nicolas Godbout pour avoir donné la chance au coureur. Professeure Suzanne Lacroix pour ses enseignements et sa confiance. Mikaël Leduc pour avoir mis sa compétence et son professionnalisme à contribution. Stéphane Virally pour avoir bien rempli son rôle de missionnaire de l'intelligence humaine. Sans oublier Joshua Slater sans qui le projet n'aurait jamais abouti.

L'auteur aimerait aussi saluer ses collaborateurs français : Dominique Pagnoux, Alexandre Kudlinski, Géraud Bouwmans et Vincent Petit.

Par le fait même, l'auteur tient à mentionner qu'il fût agréable et bénéfique pour lui de côtoyer les personnes suivantes : Yasaman Soudagar, David Alphonso Guzmán, Claudéric Ouellet-Plamondon, Bryan Burgoyne, Alexandre Dupuis, Wendy-Julie Madore, Francis Beaudet, Francis Boismenu et Étienne Plante. Mention spéciale à François Busque pour s'être révélé un parfait exemple à suivre.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente la démarche entreprise pour la conception et la caractérisation d'une source de photons annoncés générés par une fibre microstructurée. L'objectif du projet n'est pas seulement de réaliser une source de photons annoncés, mais également de procéder à la validation du caractère quantique de la source. Différentes avenues permettent d'obtenir une source de photons et sont passées en revue. La méthode proposée ici exploite un mécanisme de conversion de signaux en optique non-linéaire, le mélange à quatre ondes, pour la production de paires de photons. Un de ces photons est utilisé pour générer un signal annonçant la présence de l'autre photon. Les phénomènes en optique non-linéaire demandent une connaissance appropriée des propriétés de guidage de la fibre. Une implémentation de la méthode des éléments finis a permis d'extraire, à partir du profil d'indice transverse de la fibre, les diverses grandeurs physiques reliées au processus de conversion. Les informations obtenues ainsi que les calculs préliminaires présentés viennent supporter notre démarche expérimentale. Le design de la source et les étapes menant à sa réalisation sont expliqués en détail et accompagnés des résultats préliminaires. Enfin, le document regroupe l'analyse des différents résultats expérimentaux attestant du caractère non classique de la source. La source obtenue est une source de photons annoncés accordable en débit. Ce type de source peut trouver des applications en information et en télécommunication quantique.

ABSTRACT

This thesis reports the development and the characterization of a heralded single-photons source using a microstructured fibre. The objective of the project is not only to assemble the source but also to demonstrate its quantum properties. There are several ways of obtaining an heralded single photon source. The method suggested herein is therefore compared to various others found in the literature. Our source takes advantage of pairs of photons generated in a microstructured fibre via an optical non-linear process known as four-wave mixing. One photon of the generated pair is used to attest the presence of the other. Mastering such non-linear processes in waveguides requires a good knowledge of the waveguide dispersion properties. Given the index profile of a microstructured fibre, an automated numerical approach, involving the finite-element method, enabled us to extract the values of important physical parameters. Theoretical development and calculations used to support the design of our source are presented as well as preliminary results. The analysis of the various experimental data confirm the non-classical nature of the source for different power regimes. Hence, a heralded single-photon source with a tunable production rate has been realised. Such a source is useful for quantum communication and quantum information applications.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vi

TABLE DES MATIÈRES vii

LISTE DES TABLEAUX x

LISTE DES FIGURES xi

LISTE DES ANNEXES xiv

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xv

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1
1.1 Définitions et concepts de base 1
1.1.1 Sources de photons annoncés 1
1.1.2 Fibres microstructurées 2
1.1.3 L'optique non linéaire 3
1.1.4 Détecteurs de photons 4
1.1.5 Post-sélection 4
1.1.6 Qualité d'une source de photons 5
1.2 Éléments de la problématique 5
1.3 Objectifs de recherche 6
1.4 Plan du mémoire 7

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE 8
2.1 Source fortement atténuée 9
2.2 Conversion dans des atomes piégés 9
2.3 Fluorescence moléculaire 10
2.4 Excitation optique de boîtes quantiques 10

2.5 Excitation électronique des boîtes quantiques dans une hétérostructure . . . 11
2.6 Conversion dans les cristaux . . . 12
2.7 Conversion dans les fibres à saut d'indice . . . 12
2.8 Conversion dans les fibres microstructurées . . . 13
2.9 Détections de photons . . . 14

CHAPITRE 3 CALCULS PRÉLIMINAIRES . . . 15
3.1 Étude détaillée du processus de conversion . . . 15
3.1.1 Équation de propagation . . . 15
3.1.2 Équation de Schrödinger non linéaire . . . 18
3.1.3 Équations couplées de l'accord paramétrique . . . 19
3.2 Simulations . . . 21
3.2.1 La méthode des éléments finis . . . 22
3.2.2 Interface COMSOL™- MATLAB™ . . . 22
3.2.3 Calcul des accords de phase du mélange à quatre ondes dégénéré . . . 28
3.3 Optique quantique . . . 30
3.3.1 Mélanges à quatre ondes quantiques . . . 30

CHAPITRE 4 CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE LA SOURCE . . . 33
4.1 Montage expérimental de la source de photons annoncés . . . 33
4.1.1 Pompe : Laser en verrouillage de modes . . . 34
4.1.2 Milieu de conversion : Fibre microstructurée à cristal photonique . . . 34
4.1.3 Solution de filtrage optique . . . 36
4.2 Génération du signal d'annonce . . . 40
4.3 Récapitulation . . . 41
4.4 Tests préliminaires . . . 42
4.5 Montage de caractérisation . . . 44
4.6 Résultats et post-traitement . . . 46
4.6.1 Paramètre $g^{(2)}(0)$ . . . 46
4.6.2 Compilation des coïncidences différées . . . 48
4.6.3 Décomposition en états nombre . . . 49
4.6.4 Rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels . . . 51
4.7 Autres mesures . . . 53

CHAPITRE 5 CONCLUSION . . . 54
5.1 Synthèse des travaux . . . 54
5.2 Limitations de la solution proposée . . . 54

5.3 Améliorations et débouchés futurs 55

RÉFÉRENCES 56

ANNEXES 60

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 3.1 Paramètres γ_{ij} (en $^{-1}\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-1}$) pour les automodulations de phase et les modulations de phases croisées 30
TABLEAU 4.1 Fraction du signal transmis à divers endroits sur la ligne 810 nm et 1550 nm 42
TABLEAU 4.2 Débit d'annonces, de détections et probabilité de coïncidences pour différentes puissances de pompe. 48
TABLEAU 4.3 Probabilités, P_n^{Att} pour une source atténuée et P_n^{Ann} pour source annoncée, d'avoir n photons dans une fenêtre de temps. 51

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1.1 Image de la fibre T431C prise par un microscope électronique à balayage. 2

FIGURE 2.1 Schéma de principe simplifié a) d'une source de photons sur demande b) source de photons annoncés. 8

FIGURE 3.1 Interface utilisateur produit à partir des classes d'objets graphiques prédéfinis de MATLAB^{TM} 23

FIGURE 3.2 (a) Image de la fibre T431C obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage ; (b) Image dessinée à partir des paramètres vectorisés. 24

FIGURE 3.3 Autre exemple de profil d'indice vectorisé à partir d'une image de la fibre L1705 mettant en évidence la migration des trous. 25

FIGURE 3.4 Différentes étapes de simulations : (a) définition de la géométrie, (b) maillage, (c) calcul de $\langle \mathcal{S}_z \rangle$ après la résolution. 26

FIGURE 3.5 Courbes de dispersion pour les quatre premiers modes de la fibre microstructurée T431C en comparaison avec l'indice de la silice pure. La fibre étant nominalement dépourvue de biréfringence les courbes des modes $\mathrm{LP_{01x}}$ et $\mathrm{LP_{01y}}$ sont indistinguables. Les courbes sont obtenues par résolution numérique avec un pas $\Delta\lambda = 1$ nm. 27

FIGURE 3.6 Paramètre de propagation de la fibre T431C : (a) vitesse de groupe, (b) dispersion chromatique du mode fondamental. 28

FIGURE 3.7 Courbes d'accords de phase, des signaux filles, en fonction de la longueur d'onde de pompe ($\gamma = 8,5 \cdot 10^{-3\ -1}\mathrm{W.m^{-1}}$ et $P = 8\,\mathrm{kW}$). 29

FIGURE 4.1 Décomposition en modules d'une source de photons annoncés. 33

FIGURE 4.2 Évolution du spectre pour différentes puissances injectées (de 0 à 25 mW). On voit d'abord l'apparition des signaux filles à 810 nm et 1550 nm avant que ceux-ci ne soient recouverts par l'élargissement de la pompe (1064 nm). Le laser de pompe est une microcavité Nd :YAG [SNP-08E-100 de "Teem Photonics"] à gain commuté produisant des impulsions de 0,7 ns (7 kHz, 9 μJ). Le signal est mesuré après 10 m de propagation dans la fibre T431C. La faible biréfringence intrinsèque de la fibre et la biréfringence introduites par les courbures dans la fibre rendent le spectre insensible à la polarisation d'entrée. 35

FIGURE 4.3 Taux de transmission théorique à 45° d'incidence pour la polarisation p (en pointillé) et la polarisation s (en continu) du séparateur dichroïque 810/1550 nm. 37

FIGURE 4.4 Taux de transmission théorique (pointillé) et expérimental (points et trait continu) du séparateur à incidence normale. pour un utilisation à 45° devrait donné un courbe de transmission décalée vers les courtes longueurs d'onde. Le résultat obtenu devrait être similaire aux prévisions théoriques de la figure 4.3 38

FIGURE 4.5 Spectres de transmission théorique des miroirs à réflexions multiples à 10° d'incidence pour a) la ligne d'annonce, b) la ligne du signal annoncé. Les courbes de transmission théorique (en pointillé) et expérimental (points et trait continu) se chevauchent démontrant ainsi la faible dépendance en polarisation du composant. 39

FIGURE 4.6 Taux de transmission, spécifié par le fabricant, des filtres passe-haut (pointillé), passe-bas (trait pointillé-tireté) et des deux filtres combinés (continu). 40

FIGURE 4.7 Schéma de montage de la source quantique à tester et de son montage de caractérisation. On y retrouve les différents composants mentionnés précédemment tels : les réseaux de diffraction en transmission [RD], la fibre microstructurée T431C, les filtres coupe-bande [FCB], les filtres à réflexions multiples [FRM], les filtres passe-haut et passe-bas [PH, PB]. Le signal à 1550 nm est acheminé à un montage de caractérisation constitué d'un coupleur 50/50 relié à deux détecteurs InGaAs en mode geiger [DetA, DetB]. Leur activation est conditionnelle à une détection sur la ligne 810 nm par le détecteur de silicium. 41

FIGURE 4.8 Comptes de photon par seconde (échantillonné sur 10 secondes) en fonction de la puissance injectée. La courbe continue est une courbe parabolique ajustée $[\alpha x^2 + \beta]$ avec $\alpha = 15,75\ \mathrm{mW}^{-2}$ et $\beta = 22,87$. La puissance correspond à la puissance de la pompe injectée dans la fibre microstructurée. . . 43

FIGURE 4.9 Spectre du signal d'annonce, le bruit de fond est évalué à 950 comptes par seconde (limite inférieure du graphique). 44

FIGURE 4.10 Schéma de principe d'un montage d'Hanbury Brown et Twiss 45

FIGURE 4.11 Paramètre $g^{(2)}(0)$ en fonction de la puissance moyenne injectée. Les barres d'erreur correspondent à un écart-type en admettant que les variables $N_{A|\mathrm{Si}}$, $N_{B|\mathrm{Si}}$ et $N_{AB|\mathrm{Si}}$ sont aléatoires et suivent une loi binomiale avec N_{Si} tirages. 47

FIGURE 4.12 (a) Histogramme compilant le nombre d'occurrences où ΔN événement(s) après une détection en A furent nécessaires pour qu'il y ait une détection en B ; (b) Paramètre $g^{(2)}$ en fonction du décalage des fenêtres de détection. Une valeur de ΔN négative signifie que la détection en A est postérieure à celle en B. Une valeur $g^{(2)} = 1$ indique que les signaux sont non corrélés. . 49

FIGURE 4.13 Distribution de Poisson pour (a) $\mu = 0,1$ (b) $\mu = 1$ 50
FIGURE 4.14 Valeurs expérimentales (cercles) du rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels (CAR) en fonction de la puissance moyenne injectée. La courbe théorique continue correspond à un niveau de $d_s = 1,5 \cdot 10^{-4}$ comptes par ouverture. Les courbes en tiret correspondent à une déviation de $0,5 \cdot 10^{-4}$ de cette valeur. Une augmentation du bruit réduit le rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels. 52

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A NOTES SUR LE CALCUL THÉORIQUE DE $g^{(2)}(0)$ 60

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

FCP : Fibre à cristal photonique
FP : Fluorescence Paramétrique
M30 : Mélange à Trois Ondes
M40 : Mélange à Quatre Ondes
TTL : « Transistor-Transistor Logic »
CAR : « Coincidence-to-Accidental Ratio »

$\hat{a}$: Opérateur annihilation
$\hat{a}^\dagger$: Opérateur création
$A(z)$: Amplitude du champ
A_{eff} : Aire effective du mode
$\hat{B}$: Opérateur de l'induction magnétique
$\vec{B}$: Induction magnétique
c : Célérité de la lumière (vitesse de phase)
c_0 : Vitesse de la lumière dans le vide
d_i : Compte obscur de détection sur la branche i
$\vec{E}$: Vecteur du champ électrique
$\hat{E}$: Vecteur du champ électrique
$F(x, y)$: Distribution d'amplitude
$\vec{H}$: Vecteur d'excitation magnétique
H : Hamiltonien
L : Longueur d'interaction
$\vec{P}$: Vecteur de polarisation du milieu de propagation
$\vec{P}_{\text{L}}$: Composante de la réponse linéaire du vecteur polarisation
$\vec{P}_{\text{NL}}$: Composante de la réponse non linéaire du vecteur polarisation
g : Gain paramétrique
$g^{(2)}(t)$: Paramètre d'autocorrélation du deuxième ordre normalisée
$\hat{n}$: Opérateur nombre
k : Nombre d'onde
n : Indice de réfraction du milieu

n_{eff} : Indice de réfraction du guide d'onde
n_2 : Indice non linéaire du milieu
N_{Si} : Nombre d'évènements
N_A : Nombre d'évènements contenant une détection au point A
N_B : Nombre d'évènements contenant une détection au point B
N_{AB} : Nombre d'évènements contenant une détection simultanée au point A et B
ΔN : Décalage en fenêtre de temps entre deux détections
P_A : Probabilité qu'un événement contienne une détection en A
P_B : Probabilité qu'un événement contienne une détection en B
P_{AB} : Probabilité qu'un événement contienne une détection simultanée au point A et B
$P(n)$: Probabilité d'avoir n photons dans une même fenêtre de temps
$\langle S_z \rangle$: Moyenne temporelle de la composante selon z du vecteur de Poynting
v_g : Vitesse de groupe
v_p : Vitesse de phase

$|\alpha\rangle$: État cohérent
β : Constante de propagation
β_i : Coefficient de Taylor d'ordre i du développement de la constante de propagation
$\tilde{\beta}$: Constante de propagation corrigée
$\gamma_{ij}, \gamma_{ijkl}$: Correction de phase non linéaire
$\Delta\kappa$: Désaccord de phase
ϵ_0 : Perméabilité du vide
η : Coefficient de couplage entre les modes
η_i : Efficacité quantique totale de détection sur la ligne i
$\vartheta(t)$: Hamiltonien d'interaction
λ : Longueur d'onde
μ : Nombre moyen de photon généré par impulsion
μ_0 : Perméabilité du vide
τ : Écart temporel entre deux points de détection
χ : Suceptibilité électrique du matériau
ω : Fréquence angulaire du signal
Ω : Écart spectral (en fréquence angulaire)

$\Re$: Partie réelle d'un nombre complexe.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'optique quantique est un domaine de recherche en expansion. Elle s'intéresse à l'application de concepts fondamentaux issus du formalisme de la mécanique quantique. Elle implique fondamentalement la production et la détection d'états quantiques implémentés sur un ou plusieurs degré(s) de liberté des photons. L'optique quantique trouve des débouchés en métrologie, en cryptographie et en informatique quantique.

Pour un laboratoire qui désire s'orienter vers la recherche sur l'optique quantique, il est de première importance de développer un savoir-faire sur la création et la manipulation de sources non classiques de photons. Nous présenterons ici la démarche entreprise dans le but d'assembler, à partir d'un plan préliminaire, une source de photons annoncés générés par une fibre microstructurée. Le projet consiste non seulement à concevoir et fabriquer la source, mais aussi à effectuer des tests pour valider la nature quantique de cette source. Avant de présenter la démarche entreprise et les résultats obtenus, il convient de bien définir la nature du projet et de cerner la problématique.

1.1 Définitions et concepts de base

Afin de bien comprendre l'essence même du projet présentée dans ce document, commençons d'abord par décrire brièvement les notions attachées à la conception d'une source de photons annoncés générés dans une fibre microstructurée.

1.1.1 Sources de photons annoncés

Une source **classique** est une source lumineuse opérant à un régime de puissance telle que le rayonnement peut être convenablement décrit par le formalisme ondulatoire. Même si les raies d'émission d'un laser font intervenir les orbitales atomiques calculées par la mécanique quantique[1], la théorie de la lumière ondulatoire arrive à prédire de manière satisfaisante le comportement de son rayonement macroscopique. Par opposition, une **source quantique** est une source dont les caractéristiques d'émission font intervenir des phénomènes qui ne peuvent être décrits par cette même théorie ondulatoire. L'un de ces phénomènes décrit la tendance

1. En ne se limitant qu'à la première quantification.

de certaines sources à émettre des photons qui sont plus espacés dans le temps qu'une source dont l'émission suit une loi de Poisson. On parle alors d'un phénomène de **dégroupment** (antibunching) où l'arrivé des photons suit un distribution **subpoissonnienne**. Soulignons le fait que le formalisme ondulatoire de la lumière n'arrive pas à expliquer ce phénomène. L'observation de dégroupement est donc un critère suffisant pour considérer notre source comme non classique et de lui donner l'appellation de source quantique. Nous aurons l'occasion de présenter ce phénomène au Chapitre 4.

Une source de photons est dite « **sur demande** » si l'utilisateur peut provoquer l'émission d'un ou de plusieurs photons à l'aide d'un signal de déclenchement, tandis qu'une **source de photons annoncés** est une source quantique dont l'émission (imprévisible) de chaque photon est accompagnée d'un signal d'annonce. Ce signal de sortie peut être un autre photon ou une impulsion électrique. Il permet à l'utilisateur d'activer le montage expérimental en aval de la source seulement dans les fenêtres de temps où un photon a été envoyé. Ce stratagème est utilisé à défaut d'avoir une source de photons sur demande.

1.1.2 Fibres microstructurées

Une **fibre microstructurée** est une fibre optique dont le profil d'indice transverse est un motif complexe de sauts d'indice, souvent des trous d'air dans de la silice pure. La figure 1.1 présente un spécimen de fibre à cristal photonique observé à l'aide d'un microscope électronique à balayage.

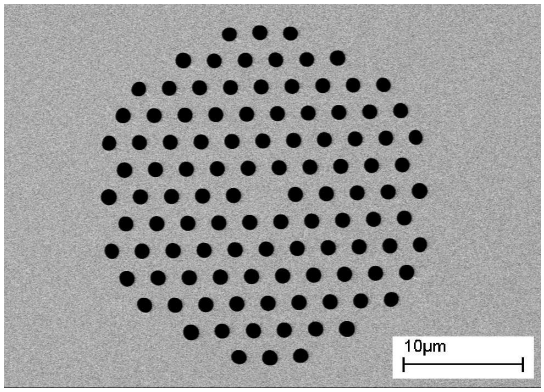


FIGURE 1.1 Image de la fibre T431C prise par un microscope électronique à balayage.

La méthode de fabrication diffère des méthodes conventionnelles de fabrication de fibres à saut d'indice. Pour produire la préforme, on utilise un empilement de capillaires plutôt qu'un procédé par dépôt en phase vapeur. L'étirage de cette préforme se complique également si on veut éviter l'affaissement des trous ou contrôler leur expansion. L'avantage de ce type

de fabrication est une latitude accrue sur la géométrie finale du profil d'indice qui permet alors d'obtenir des caractéristiques de propagation intéressantes moyennant une conception approprié.

Connaître les caractéristiques de propagation implique de connaître les différentes distributions d'amplitude des champs électromagnétiques stationnaires que l'on appelle communément **modes de propagation**. Pour une fibre à sauts d'indices, la symétrie circulaire et le faible contraste d'indice entre le cœur optique et la gaine optique facilitent la résolution analytique (Bures, 2009).

La **méthode des éléments finis** est une méthode de résolution numérique utilisant une formulation intégrale, la **formulation faible**, d'un problème physique. L'astuce est de reformuler un problème d'une équation différentielle difficile à résoudre analytiquement en une forme soluble par une méthode itérative. On obtient alors une solution approximative qui peut amplement satisfaire nos besoins. La section 3.2 traite en détail de cette méthode et de l'analyse des résultats obtenus.

1.1.3 L'optique non linéaire

L'optique non linéaire est le domaine de l'optique qui couvre les interactions entre photons via leur interaction avec la matière. Même dans un matériau transparent, une portion variable de l'énergie du champ électromagnétique oscillant excite ce milieu diélectrique. Cette « polarisabilité » dépend de l'amplitude du champ électrique [2]. Pour des signaux d'intensité suffisante, cette interaction peut donner lieu à divers mécanismes de conversion de fréquences non négligeable.

On peut rassembler ces divers mécanismes principalement dans trois catégories : le **mélange à trois ondes (M3O)**, le **mélange à quatre ondes (M4O)** et l'**élargissement Raman**. Le M3O est un effet non linéaire d'ordre 2 qui regroupe les phénomènes faisant interagir trois ondes entre elles : la génération de second harmonique, la génération par somme de fréquences et différence de fréquences. Le M4O est un effet non linéaire d'ordre 3 regroupant les phénomènes d'automodulation de phase, de modulation de phase croisée, de génération de troisième harmonique et d'accord paramétrique. Ces phénomènes sont omniprésents dans les fibres où les longueurs d'interaction sont significatives. Notons qu'il existe plusieurs autres phénomènes d'optique non linéaire mais nous allons nous limiter qu'à ceux suceptibles de se produire lors de notre expérience.

Les effets qui nous intéressent ici sont ceux qui sont susceptibles de générer spontanément, à partir de photons du **signal de pompe**, des paires de photons corrélés que l'on appelle

2. L'interaction de la matière avec le champ magnétique est beaucoup plus faible qu'avec le champ électrique. Pour des matériaux non magnétique, elle n'est pas prise en compte sauf en de rares exceptions.

signaux filles. L'emploi du terme **génération spontanée** est utilisé au sens large pour signifier la formation d'un signal à partir du vide, c.-à-d. sans l'existence préalable d'un signal servant d'amorce à l'amplification. La **fluorescence paramétrique (FP)** est un M3O qui permet de convertir un photon de pompe en deux photons d'énergies inférieures. Toutefois, ce phénomène de conversion ne survient que dans les matériaux ne possédant pas de symétrie d'inversion. Les guides d'onde étant composé de silice, un matériau isotropes, il faut se rabattre sur les M4Os pour générer des paires de photons. L'**accord paramétrique dégénéré** est un mélange tout indiqué pour cette tâche : une paire de photons de pompe de même fréquence est convertie en une paire de photons filles de fréquences différentes. Puisque ces photons sont générés en même temps, l'un de ces deux photons sert d'annonce à la venue du photon utile. Ce processus de conversion est ainsi à la base du fonctionnement d'une source de photons annoncés.

1.1.4 Détecteurs de photons

L'analyse et traitement des signaux se fait difficilement sous forme optique. On retire l'information sur le signal par un processus de photo-détection. La détection d'un photon unique se fait généralement par la lecture d'un courant d'avalanche provoquée par une seule photo-ionisation. Un détecteur qui peut changer d'état, avec une certaine probabilité, selon la présence ou l'absence de radiation (d'au moins un photon) est appelé **détecteur de photons**. Ce terme ne doit pas être confondu avec celui de **compteur de photons** qui lui est capable de nous donner de l'information sur le nombre de photons incidents.

Fenêtrage temporel

L'acquisition de données numériques demande de discrétiser l'axe temporel en intervalles réguliers que l'on nomme **fenêtres de temps**. Deux événements qui surviennent dans une même fenêtre de temps ne peuvent être discriminés et sont traités comme une simultanéité. La durée de ces intervalles est donc directement reliée avec la **résolution temporelle** de notre montage d'acquisition que l'on souhaite la meilleur possible. L'action de répertorier chaque détection sur un histogramme de temps se nomme **l'étiquetage temporel**.

1.1.5 Post-sélection

En fonction du schéma de détection utilisé, plusieurs événements de détection peuvent survenir. La **post-sélection** est un aspect essentiel à l'obtention de résultats significatifs : il faut savoir écarter des événements jugés non pertinents sans introduire un biais dans nos résultats. Si l'on cherche à démontrer les propriétés d'une source, il se révèle souvent

nécessaire de rejeter certains événements inconsistants. L'analyse ne se fait donc que sur un sous-ensemble des fenêtres de temps échantillonnées. La section 4.6 traite du sujet plus en détail.

1.1.6 Qualité d'une source de photons

Les critères en prendre en considération lors de la conception d'une bonne source de photons uniques sont les suivants :

- le **débit** qui est défini comme la quantité de photons uniques émis par unité de temps ;
- la « **synchronisabilité** » est la capacité à produire le photon sur demande par un signal extérieur à une fréquence connue, propre au dispositif. À défaut de pouvoir forcer l'émission d'un photon, un signal d'annonce doit accompagner sa production et permettre de synchroniser le montage en aval de la source ;
- la **fiabilité** est la probabilité qu'un photon unique soit effectivement produit en réponse à un signal d'entrée ou accompagnant l'émission d'un signal d'annonce ;
- l'« **accordabilité** » décrit la facilité avec laquelle l'utilisateur peut modifier le spectre d'émission de la source ;
- la **pureté** de l'état quantique est la constance dans les propriétés du photon émis qui garantit que des photons successifs soient identiques ;
- la **complexité** et la **robustesse** du montage : on souhaite un minimum d'ajustement et un maintien de ses capacités de bon fonctionnement sous différentes conditions d'opération. On souhaite également maximiser la durée de vie du produit.

Ces différents aspects sont à prendre en considération non seulement lors de la conception, mais également lorsque vient le temps d'intégrer cette source à l'intérieur d'un montage expérimental plus complexe.

1.2 Éléments de la problématique

Les défis que l'on rencontre pour réaliser un source qui émet à l'échelle du photon sont nombreux. Un ordre de grandeur frappant est la puissance que représente le flux d'un photon à la longueur d'onde de $1,5$ µm par seconde correspond à $1,324 \cdot 10^{-19}$ W. À cette échelle de puissance, la moindre source de pollution lumineuse est à prendre en considération. Le filtrage du signal devient alors un aspect prédominant lors de la conception pour l'obtention d'un bon rapport signal sur bruit.

Une autre problématique générale est l'obtention de bonnes performances, étant donné des critères qui sont mutuellement exclusifs. Par exemple, on peut avoir à sacrifier le débit

pour garantir une plus grande pureté spectrale d'émission. Un autre dilemme, celui-ci plus évident encore, est le choix qui s'impose entre les performances globales du système proposé et le coût de fabrication. Il faut donc établir nos priorités en fonction de la principale utilisation d'une source de photons annoncés.

Également, nous devons, d'entrée de jeu, nous restreindre dans le procédé à utiliser pour notre source. En effet, notre stratégie est d'employer une fibre optique comme milieu de conversion. La conception et l'étirage de fibre microstructurée est un domaine de spécialisation à part entière et demande un savoir-faire que notre groupe ne possède pas. Nous devons, par conséquent, entretenir d'étroites collaborations avec d'autres groupes de recherche, être précis sur nos demandes et savoir nous appuyer sur leur expertise. Cela exige donc de développer des outils pour nous permettre de connaître nos exigences. Une partie du projet de recherche est donc de développer un outil permettant de connaître les propriétés des divers modèles de fibres avant même de s'en porter acquéreur. Il en est de même pour la fabrication de composantes de filtrage qui auront un impact majeur sur les performances du dispositif final.

Enfin, caractériser notre source de photons demande aussi d'avoir la capacité de détecter la présence d'un seul photon avec une résolution temporelle adéquate. Un chapitre entier est consacré à l'étude de ce problème. Il faut aussi trouver un critère de validation de notre source. De nombreux paramètres ont déjà été établis et présentés dans la littérature. La démarche à suivre est d'en prendre connaissance, d'évaluer leur pertinence avec ce que l'on essaie de faire et d'effectuer les tests de validation correspondants.

1.3 Objectifs de recherche

En fonction de la problématique énoncée dans la section précédente, nous sommes en mesure de dresser une liste d'objectifs à atteindre pour définir la réussite du projet. Le but principal de ce travail est de faire une preuve de principe de notre capacité à concevoir une source de photons annoncés utilisant une fibre microstructurée. Les sous-objectifs du projet sont :

1. développer des outils de simulation servant aux calculs préliminaires ;
2. concevoir la source en employant une fibre microstructurée comme milieu de conversion ;
3. assembler un montage de détection et d'acquisition d'états de détection ;
4. confirmer expérimentalement la nature non classique de la source ;
5. caractériser les propriétés d'émission à différents régimes d'opération.

1.4 Plan du mémoire

L'idée maîtresse de ce document est de présenter les différentes étapes et défis relevés lors de la conception d'une source de photons. Les sections sont ordonnées de façon à respecter la séquence logique de développement de produit soit :

- connaître les besoins et les enjeux pour fixer des objectifs clairs qui répondront à la problématique ;
- dresser un portrait de la situation et faire une synthèse de ce qui est déjà présent dans la littérature ;
- présenter la solution retenue en la justifiant et décrire les différentes étapes de réalisation ;
- discuter des résultats obtenus et énoncer des recommandations pour l'amélioration et l'avancement du projet.

Les notions présentées résultent d'une connaissance *a posteriori* des éléments de ma démarche ayant servi à l'accomplissement des objectifs.

CHAPITRE 2

REVUE DE LITTÉRATURE

Le photon est la particule élémentaire médiatrice, le « messager », d'une interaction électromagnétique. Les techniques présentées dans la littérature ont en commun de chercher à produire une excitation du nuage électronique contrôlée. L'émission de photon est le résultat de la désexcitation de niveaux électroniques. Les caractéristiques d'émission sont grandement dépendantes du phénomène photophysique qui s'y rattache. On peut classer les différents procédés selon deux grandes catégories : les procédés d'émission sur demande et les procédés générant une annonce. La figure 2.1 présente schématiquement leurs principes de fonctionnement.

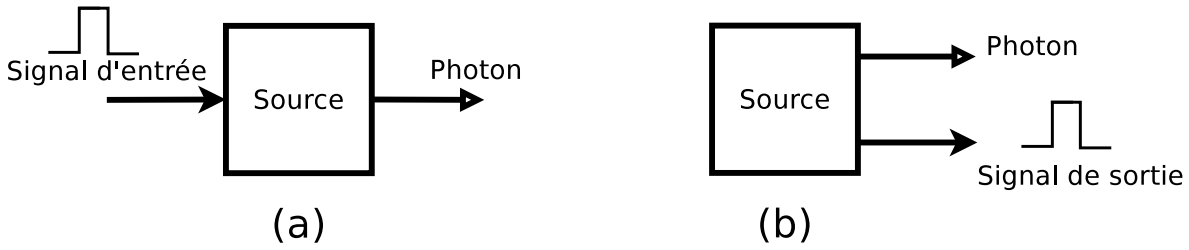


FIGURE 2.1 Schéma de principe simplifié a) d'une source de photons sur demande b) source de photons annoncés.

La production « sur demande » offre une meilleure synchronisabilité en incitant la production de photon à intervalles réguliers. Rien ne garantit qu'il y a bien eu photo-émission et la stratégie repose sur la capacité d'obtenir un processus fiable pour que la source soit jugée fonctionnelle. Par opposition, les sources annoncées ont l'avantage d'indiquer, avec une certaine fiabilité, la présence d'un photon. Par contre, la production de photons est asynchrone. Ces attributs ne sont toutefois pas mutuellement exclusifs : certaines méthodes permettent à la fois de produire une fenêtre de temps privilégiée pour la photoémission et de produire en même temps un signal de confirmation.

2.1 Source fortement atténuée

De façon intuitive, il est possible d'obtenir une source de rayonnement à l'échelle du photon à partir d'une source classique fortement atténuée. Cette méthode, d'une agréable simplicité, a déjà permis la validation expérimentale de nombreux protocoles de distribution de clés quantiques (Scarani *et al.* (2004), Gisin et Thew (2007)). L'intervalle de temps entre l'arrivée de deux photons d'un signal cohérent atténué à un niveau quantique continue d'être décrit par une distribution de Poisson. Comme nous le verrons à la section 4.6.3 une distribution de Poisson possède une forte composante multi-photon à moins de se restreindre à des niveaux de puissance faibles. À des puissances très faibles, l'état optique produit contiendra inévitablement une forte composante de vide, ce qui réduit considérablement le débit d'information. Malgré ces limitations théoriques, les sources fortement atténuées demeurent une solution pragmatique à laquelle les alternatives doivent être comparées.

2.2 Conversion dans des atomes piégés

La fluorescence d'une fontaine d'atomes de mercure a permis de réaliser les premières expériences servant à réfuter qu'une description classique du champ électromagnétique arrive à décrire l'ensemble des phénomènes observés (Clauser, 1974). D'autres expériences similaires sur des atomes de sodium ont servi à faire ressortir le phénomène d'*antibunching* [1] dans ces émetteurs isolés (Kimble *et al.* (1977), Walls (1979)). Par la suite, une cascade de transitions dans l'atome du calcium a permis en 1981 à l'équipe de Alain Aspect de produire une preuve concluante de la non-localité en violant les inégalités générales de Bell (Aspect *et al.*, 1981). La manipulation et le piégeage des atomes demeurent une tâche complexe. Un inconvénient inhérent à la mobilité des atomes est la perturbation de leur niveau énergétique à l'intérieur du piège. Malgré cette difficulté, il a été démontré qu'il était possible de produire des photons indistinguables émis par deux atomes distincts du moment que l'on arrive à recombiner les fronts d'ondes (Beugnon *et al.*, 2006). Rappelons que l'indiscernabilité est un critère important pour générer de l'intrication entre photons ou même entre deux atomes (Simon et Irvine, 2003). C'est également un paramètre important pour effectuer des opérations logiques en traitement de l'information quantique implémentée sur des photons (Knill *et al.*, 2001). Pour ces raisons, il est plus approprié d'utiliser des émetteurs immobiles comme les molécules ou les boîtes quantiques.

1. Le *bunching* dans l'effet photoélectrique a une explication semi-classique tandis que l'*antibunching* ne se justifie qu'en introduisant une quantification de l'énergie.

2.3 Fluorescence moléculaire

Lorsqu'excité optiquement par un faisceau pompe focalisé, une molécule isolée et piégée dans un substrat peut émettre un photon de plus grande longueur d'onde par fluorescence. Suite à une excitation, sa probabilité de d'émettre un photon suit une exponentielle décroissante au cours du temps suivant le signal de pompe. Certaines orbitales moléculaires forment un schéma d'excitation à quatre niveaux [2] où une impulsion pompe de forte intensité $\ll \pi - pulse \gg$ plus courte que le temps de vie de la fluorescence garantit un rendement quantique près de l'unité et une probabilité d'émission multiphoton pratiquement nulle. Une autre façon d'exciter la fluorescence est par un passage adiabatique en exposant la molécule à un champ radiofréquence modulé en fréquence (Brunel *et al.*, 1999). Ces procédés nécessitent une opération à températures cryogéniques. De plus, la combinaison molécule-substrat doit réduire de façon appréciable les problèmes de photoblanchiment et de dégradation thermique. À cet effet, une molécule de térylène enchassée dans un film de polyméthyle métacrylate à déjà démontré un comportement intéressant (Lounis et Moerner, 2000). Un perfectionnement des conditions de fabrication et d'utilisation de cette molécule et son substrat a révélé qu'il était possible d'obtenir un émetteur durable capable d'opérer à la température de la pièce (Treussart *et al.*, 2001).

2.4 Excitation optique de boîtes quantiques

L'introduction de défauts dans une structure cristalline permet en quelque sorte de fabriquer de « atomes artificiels ». La transition radiative de cet atome se trouvant dans la bande interdite du substrat, on peut alors exciter toute la région entourant la boîte quantique et ne retenir que la partie du spectre associé à une transition excitonique (Santori *et al.*, 2001). De nombreux efforts sont concentrés sur la réalisation de défauts dans des substrats faits de matériaux semi-conducteurs dont les procédés de microfabrication sont mieux maîtrisés. La latitude dans les paramètres de la boîte quantique permet de façonner les niveaux énergétiques et les propriétés d'émission. La photoémission dépend du couplage entre l'état électronique et les modes de radiation électromagnétique environnants. À cet effet, les technologies de croissance et de microfabrication des matériaux semi-conducteurs peuvent être mis à profit pour optimiser l'émetteur (Friedler *et al.*, 2009). On peut d'ailleurs améliorer le taux d'émission spontanée par effet Purcell. Cet effet demande simplement un confinement dans l'axe optique par des miroirs de Bragg multicouches ou des revêtements métalliques (Gérard *et al.*, 1998).

2. Le temps de vie de la fluorescence est typiquement de l'ordre de la nanoseconde, tandis que les transitions non radiatives peuvent être l'ordre de la picoseconde.

On peut également améliorer l'efficacité de collection par un meilleur confinement latéral. La boîte quantique peut ainsi être placée dans un cristal photonique 2D. Une autre approche est de graver autour du point quantique pour former un « micropilier » centré autour de la boîte quantique (Benson *et al.*, 2000). Le pilier doit cependant être centré autour de l'émetteur et être exempt de rugosités pour l'obtention de résultats satisfaisants. Cette stratégie peut être poussée encore plus loin par la production de « nanofils » avec une étroitesse telle que l'on peut gérer la forme des modes électromagnétiques d'émission (Friedler *et al.*, 2009). Les boîtes quantiques sont de bons candidats pour la fabrication à grande échelle de sources quantiques. De plus, les schémas de relaxation biexcitonique ouvrent la voie à la réalisation de sources de photons intriquées. Les techniques de microfabrication sont toutefois onéreuses et encore au stade expérimental. De plus, elles demandent d'opérer à des températures cryogéniques pour éviter qu'un trop grand bruit ne vienne du substrat.

2.5 Excitation électronique des boîtes quantiques dans une hétérostructure

L'obtention d'une véritable source de photons sur demande exige un mécanisme de régulation sur la production d'un état excité. Ce mécanisme peut être réalisé en plaçant une boîte quantique au cœur d'une hétérojonction. Il est possible grâce au phénomène de barrière de Coulomb (*Coulomb blockade*) et au principe d'exclusion de Pauli de contrôler et de limiter l'injection des électrons et des trous dans une boîte quantique. L'arrivée d'un premier électron dans la boîte quantique augmente la barrière d'énergie nécessaire à l'insertion d'un deuxième électron. De la même manière, un seul trou peut se retrouver à l'intérieur de la bande de valence. Une modulation adéquate du voltage de biais permet d'introduire en alternance un électron et un trou avec un grand pourcentage de réussite (Imamoglu et Yamamoto, 1994). Une première preuve de principe a démontré la faisabilité de la technique (Kim *et al.*, 1999). La structure d'une hétéorojonction se prête difficilement à des optimisations sur l'émetteur. L'intégration du dispositif dans une microcavité est donc une tâche ardue mais essentielle pour régler l'important problème de collection du photon produit (Strauf *et al.*, 2007). Au final, ce concept de « diode électroluminescente à photon unique » montre un grand potentiel puisque que l'incertitude sur l'état électronique excité est pratiquement éliminée. Malheureusement, à l'instar des autres méthodes employant des boîtes quantiques, les techniques de fabrication demandent une pluridisciplinarité et beaucoup de moyens de fabrication.

2.6 Conversion dans les cristaux

La production d'états optiques spécifiques peut être obtenue par des effets non linéaires en régime spontané. La fluorescence paramétrique (FP) convertit un photon de pompe en deux photons d'énergie moindre. Elle supporte deux configurations de montage selon que le mélange est colinéaire ou non. Dans le cas non colinéaire, les vecteurs de propagation du photon de signal et de son complémentaire sont à des angles opposés par rapport au vecteur de propagation du signal de pompe. Les étapes de filtrage et de séparation des signaux s'en retrouvent sensiblement simplifiés. Les premières expériences sur des sources de photons annoncés ont d'ailleurs exploité cette configuration (Burnham et Weinberg (1970); Hong et Mandel (1986)). Encore aujourd'hui cette méthode demeure un moyen rapide d'obtenir une source non classique pour confirmer certaines théories de l'optique quantique (Waks *et al.*, 2004). Le mélange peut être accordé en changeant la température ou l'indice moyen du cristal (par effet Pockels). Cet avantage est aussi un inconvénient en termes de stabilité de la source. La source peut aussi être accordable en introduisant un « piaillement » transverse de la pompe (Shi *et al.*, 2008). La largeur spectrale des signaux générés est grande dans les cristaux comparativement à ce que l'on obtient dans les milieux fibrés. Une solution est d'inscrire une perturbation d'indice périodique dans le cristal et de mettre à profit un mélange colinéaire en quasi-accord de phase pour générer les photons (Tanzilli *et al.*, 2002). L'inscription d'un défaut linéaire dans le cristal pour en faire un guide d'onde compatible avec la fibre améliore le couplage dans une fibre standard (Chen *et al.*, 2009). En général, la FP est obtenue en pompage continu, la source de photons résultante peut être performante mais demeure asynchrone (Fasel *et al.*, 2004). Une meilleure « synchronisabilité » existe lorsque la pompe est pulsée (Soujaeff *et al.*, 2007). Cependant, en absence d'accord des vitesses de groupes, de l'information sur le photon signal est contenue dans le temps d'arrivée du complémentaire ; les photons produits perdent alors une composante de leur caractère indiscernable.

2.7 Conversion dans les fibres à saut d'indice

L'intérêt grandissant pour les télécommunications et le traitement de l'information quantiques motive de nombreuses équipes à concentrer leurs efforts pour produire des sources fibrées émettant aux longueurs d'onde des télécommunications. L'avantage d'utiliser des fibres est de générer un signal unidirectionnel dans un seul mode spatial. Contrairement aux cristaux, la symétrie d'inversion de la silice amorphe limite l'exploration à des effets non linéaire d'ordre 3, ce qui demande une plus grande longueur d'interaction. Une fibre à zero de dispersion décalé (DSF) supporte un M4O rapproché : une pompe dans la bande

C des télécommunications ($1525\,\text{nm} \leq \lambda \leq 1565\,\text{nm}$) peut produire des signaux espacés d'au plus quelques dizaines de nanomètres. Les premières investigations sur des paires de photons générées dans une fibre ont été réalisées avec une fibre DSF dans un interféromètre Sagnac (Sharping *et al.* (2001); Fiorentino *et al.* (2002)). Le mélange a le désavantage d'être dans la même plage que le gain Raman. L'atteinte d'un faible niveau de bruit demande d'opérer à des températures cryogéniques (Dyer *et al.*, 2008). Un autre processus non linéaire exploitable dans les fibres à saut d'indice est l'instabilité de modulation vectorielle dans des enroulements de fibres faiblement biréfringentes (Murdoch *et al.*, 1995). Cette avenue souffrirait des mêmes inconvénients, mais permettrait une meilleure accordabilité en longueur d'onde et même un contrôle sur l'état de polarisation produit.

2.8 Conversion dans les fibres microstructurées

Les fibres microstructurées à cristaux photoniques (FCP) permettent une panoplie de design de profil d'indice. On peut façonner les caractéristiques de dispersion et faire émerger des caractéristiques de guidage intéressantes. On peut citer en exemple une fibre unimodale sur une très large plage de longueur d'onde (Birks *et al.*, 1997). Certains designs de fibre confinent fortement la puissance dans le cœur pour exacerber les effets non linéaires et augmenter l'efficacité de conversion. Une trop grande disparité entre les modes guidées de la FCP et la fibre à saut d'indice standard entraîne d'importantes pertes par couplage, d'où la nécessité de produire un segment d'adaptation. Ces segments transforment adiabatiquement les modes guidés pour s'adapter d'une fibre à l'autre ce qui améliore grandement le couplage (Kumar *et al.*, 2006). L'atout principal des fibres microstructurées demeure toutefois de pouvoir obtenir un M4O « sur mesure » pour nos applications. Pour ce faire, on peut jouer sur la dispersion de guidage ou sur la biréfringence de la fibre. Par exemple, un M4O orthogonal[3] dans une fibre biréfringente peut supporter un accord de vitesse de groupe entre la pompe et le signal complémentaire. Le signal produit est alors très étroit spectralement et ne requiert pas de filtrage (Halder *et al.*, 2009). Une autre avenue est de produire un M4O très éloigné spectralement en utilisant une pompe près du zéro de dispersion dans la région dispersion normale (Rarity *et al.*, 2005). On élimine ainsi les problèmes de recouvrement entre le signal et le bruit Raman. Ce type de conversion permet d'ailleurs de produire un signal dans la bande des télécommunications et un photon d'annonce aisément détectable dans la bande du silicium (Söller *et al.*, 2009). Ce dernier point est une stratégie particulièrement intéressante pour notre projet.

3. Mélange où les signaux générés ont une polarisation perpendiculaire aux signaux de pompe.

2.9 Détections de photons

La validation de la source passe par l'étude de sa statistique d'émission. Cet étude requiert la capacité de détection à l'échelle du photon. Les solutions commerciales actuelles (tube photomultiplicateur, diode avalanche en mode de gain ou en mode Geiger) ne permettent pas la résolution du nombre de photons. En effet, le bruit produit par les mécanismes de gain dans ces détecteurs de photons rendent impossible la discrimination entre une et plusieurs photoionisations simultanées. Cet inconvénient oblige l'expérimentateur à opérer dans des régimes où l'émission d'états multiphotons $P(n \geq 2)$ dans une même fenêtre de détection est négligeable. Dans certains processus, l'émission multiphotonique est intrinsèquement négligeable. Dans les autres, il faut soit limiter le débit à un faible taux de production de photons (limiter le débit) soit augmenter la rapidité des détecteurs (c.-à-d. la résolution temporelle de détection).

De nombreuses techniques sont proposées pour pallier cette lacune. Une méthode électronique d'autodifférenciation permet de détecter prématurément des photocourants avalanche sur des diodes à avalanche conventionnelles (Yuan *et al.* (2007); Dixon *et al.* (2009)). Le temps mort passe ainsi de la microseconde à quelques nanosecondes tout en gardant une bonne efficacité quantique de détection et un taux d'autodéclechement satisfaisant. Une autre amélioration est d'implémenter un autodifférentiateur optique (Zeng, 2009). La suppression du bruit électronique est telle qu'elle rend possible l'observation de l'avalanche avant saturation et ainsi discriminer jusqu'à quatre photoionisations dans une même fenêtre de détection. D'autres techniques plus simples peuvent être mises de l'avant. Le signal optique peut être scindé en plusieurs parties et aller vers différents détecteurs. Une méthode plus économe en détecteurs est le multiplexage temporel (Achilles *et al.* (2003); Fitch *et al.* (2003)).

Enfin, d'autres mécanismes de détection méritent investigation : les supraconducteurs (*transition edge sensor*) (Rosenberg *et al.*, 2005), la détection avec des détecteurs silicium par somme de fréquence (Thew *et al.*, 2006) ainsi que les mesures quantiques non destructives par effet Kerr (Imoto *et al.*, 1985). Notons aussi que les mesures mesures quantiques non destructives peuvent être amplifiées en utilisant la transparence électromagnétique induite (Munro *et al.*, 2005). Toutefois ces techniques n'en sont qu'au stade expérimental et ont une utilité limitée pour la réalisation de notre projet.

CHAPITRE 3

CALCULS PRÉLIMINAIRES

Ce chapitre regroupe l'ensemble des résultats théoriques supportant la démarche expérimentale. Tout d'abord, le processus non linéaire de génération des photons à différentes fréquences est passé en revue. Le calcul des longueurs d'onde générées requiert une connaissance approfondie de la fibre optique utilisée. La deuxième section de ce chapitre traite du calcul des modes de fibres microstructurées, utilisées dans ce travail. Enfin, un traitement du processus de génération avec le formalisme quantique permet de prédire le flux de photons générés en fonction de la puissance de pompe.

3.1 Étude détaillée du processus de conversion

Le processus de conversion exige de notre part une gestion des modes de propagation et de la polarisabilité du matériau. Cette section présente les grandes lignes du calcul servant à décrire l'évolution d'un mélange à quatre ondes (M4O). Un lecteur soucieux de voir une description détaillée des effets non linéaires dans les fibres peut consulter les nombreux ouvrages versés en la matière (Agrawal (2010); Boyd (2003)).

3.1.1 Équation de propagation

La force électromagnétique est la force la plus manifeste dans notre quotidien. Son comportement est décrit par des champs électriques et magnétiques qui obéissent aux quatre équations de Maxwell. La lumière est une perturbation électromagnétique, c.-à-d. un champ électrique oscillant couplé à un champ magnétique. Elle obéit aux mêmes équations de Maxwell que nous écrirons ici dans les conditions qui nous intéressent : une onde se propageant dans un milieu diélectrique et non magnétique.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{3.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \left(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \right)}{\partial t}, \tag{3.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \right) = 0, \tag{3.3}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0. \tag{3.4}$$

La première étape consiste à prendre le rotationnel de l'équation 3.1 :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{\nabla} \times \vec{H} \right). \tag{3.5}$$

Le membre de gauche se remplace par son identité mathématique

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}.$$

Le membre de droite contient l'expression du rotationel du champ magnétique qui peut se remplacer par son équivalent explicité dans l'équation (3.2) :

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \right) \right]. \tag{3.6}$$

Dans un milieu d'indice constant et isotrope, l'équation (3.3) nous indique que la divergence du champ électrique est nulle [1]. On peut alors exprimer l'évolution du champ électrique en termes d'une oscillation forcée par la polarisation du matériau soit **l'équation de propagation** :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{\mathrm{L}}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2} \tag{3.7}$$

où les termes de polarisation linéaire $\vec{P}_{\mathrm{L}}$ et non linéaire $\vec{P}_{\mathrm{NL}}$ sont définis comme :

$$\vec{P}_{\mathrm{L}} = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{t} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \tag{3.8}$$

$$\vec{P}_{\mathrm{NL}} = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{t_1} \int_{-\infty}^{t_2} \int_{-\infty}^{t_3} \chi^{(3)}(t - t'_1, t - t'_2, t - t'_3) \vdots \vec{E}(\vec{r}, t'_1) \vec{E}(\vec{r}, t'_2) \vec{E}(\vec{r}, t'_3) dt'_1 dt'_2 dt'_3. \tag{3.9}$$

où $\chi^{(3)}$ est un tenseur d'ordre 4 et $\vdots$ désigne un produit tensoriel. En supposant une réponse instantanée et locale du milieu de propagation et en présence d'une quantité de modes guidés

1. Un raisonnement rigoureux et fastidieux permet de traiter le cas général et conduit à l'équation d'onde vectorielle. Traiter un milieu d'indice constant et isotrope est plus rapide et conduit à l'équation d'onde scalaire, un cas particulier de l'équation vectorielle. Pour ce qu'on cherche à démontrer ici, cette limitation est sans conséquence sur le résultat.

copolarisés, l'expression du champ électrique et des polarisations prennent la forme :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \sum_{j=1}^{N} E_j \hat{x} = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N}\left[A_j(z,t)F_j(x,y)e^{i(\beta_j z-\omega_j t)} + \text{c.c.}\right]\hat{x}, \tag{3.10}$$

$$\vec{P}_{\text{L}}(\vec{r},t) = \epsilon_0 \sum_{j=1}^{N} \chi^{(1)}(\omega_j) E_j \hat{x}, \tag{3.11}$$

$$\vec{P}_{\text{NL}}(\vec{r},t) = \epsilon_0 \left(\sum_{a=1}^{N}\sum_{b=1}^{N}\sum_{c=1}^{N} \chi^{(3)}(\omega_a,\omega_b,\omega_c) E_a E_b E_c\right)\hat{x}. \tag{3.12}$$

où la fonction $F_i(x,y)$ est la distribution d'amplitude transverse de champ normalisée telle que

$$\int_{A_\infty} |F_i(x,y)|^2 dxdy = 1. \tag{3.13}$$

où A_∞ signifie que l'intégrale de recouvrement doit se faire sur tout le plan de section droite. La somme des expressions entre parenthèses de l'équation (3.12) représente χ_{NL}, la contribution des effets non linéaires d'ordre 3 à la polarisation non linéaire. Pour mieux comprendre de quoi il s'agit, supposons que nous avons initialement quatre ondes monochromatiques et explicitons certains termes associés à l'onde $j = 4$:

$$\begin{aligned} A_4A_4^*A_4 \;&+\; A_4^*A_4A_4 + A_4A_4A_4^* + A_1A_1^*A_4 + A_1^*A_1A_4 \\ &+\; A_1^*A_4A_1 + A_1A_4A_1^* + A_4A_1^*A_1 + A_4A_1A_1^* + \ldots \\ &+\; A_1A_1A_1e^{i(3\theta_1-\theta_4)} + A_1A_2A_3e^{i(\theta_1+\theta_2+\theta_3-\theta_4)} + A_1A_2A_3^*e^{i(\theta_1+\theta_2-\theta_3-\theta_4)} + \ldots \end{aligned} \tag{3.14}$$

où nous avons écrit $\theta_j = (\beta_j z - \omega_j t)$ pour alléger l'écriture. On constate que plusieurs interactions entre les signaux sont possibles. Toutefois les termes d'intérêt sont ceux représentant véritablement une oscillation en ω_4. C'est assurément le cas des termes à la première et deuxième ligne de l'eq. (3.14) dépourvus de facteur de phase. Ces termes sont responsables de la modulation de phase croisée et de l'automodulation de phase. Les termes explicités à la dernière ligne de l'éq. (3.14) sont respectivement la génération de troisième harmonique, la génération par somme de fréquence et l'accord paramétrique. En général ces effets oscillent rapidement et ont un effet négligeable sauf dans le cas où le phaseur disparaît, soit$\sum \theta_j = 0$. Ce cas particulier survient lorsque sont remplies les conditions de conservation d'énergie et d'accord de phase. Dans le cas d'un M4O dégénéré où $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$ ces conditions s'écrivent :

$$\omega_s + \omega_c - 2\omega_p = 0, \tag{3.15}$$

$$\beta_s + \beta_c - 2\beta_p = 0. \tag{3.16}$$

où ω_p, ω_s et ω_c représentent les fréquences angulaires du faisceau de pompe, du signal et de son complémentaire respectivement. Il en est de même pour les constantes de propagation β_p, β_s et β_c.

La première condition est rigide et demande à ce que la somme des fréquences angulaires des signaux générés ω_s et ω_c égale celle des signaux de pompe ω_p. En revanche, les constantes de propagation β_s, β_c et β_p de l'éq. (3.16) varient en fonction de l'indice effectif du mode et dépendent donc du milieu de propagation. On cherchera donc un guide d'onde où ces conditions sont respectées pour optimiser le processus où deux photons de pompe s'annihilent pour générer un photon de signal et son complémentaire. Le traitement de cet accord de phase est fait à la section 3.2.

3.1.2 Équation de Schrödinger non linéaire

On peut maintenant s'intéresser à l'évolution du champ électrique oscillant et la polarisation qu'il provoque dans le milieu de propagation. Reprenons maintenant l'équation de propagation (3.7) dans le domaine de Fourier en traitant la polarisation non linéaire comme une perturbation proportionnelle au champ électrique oscillant :

$$\vec{\nabla}^2 \tilde{E}(\omega) - \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \chi_{\mathrm{L}} + \chi_{\mathrm{NL}}\right)\tilde{E}(\omega) = 0. \tag{3.17}$$

Dans le domaine de Fourier, chaque onde monochromatique prend la forme :

$$\tilde{E}_i(\vec{r},\omega) = \frac{1}{2}[A_i(\omega,z)F_i(x,y)e^{\mathrm{i}\beta_{0i}z} + \mathrm{c.c.}]\,\hat{x}, \tag{3.18}$$

ce qui permet de réécrire l'eq. (3.17) en séparant les variables et en omettant l'indice i :

$$\frac{1}{F(x,y)}\left[\frac{\partial^2 F(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x,y)}{\partial y^2}\right] + \tilde{n}^2(\omega)\frac{\omega^2}{c^2} = \tilde{\beta}^2, \tag{3.19}$$

$$\frac{1}{A(\omega,z)}\left[\frac{\partial^2 A(\omega,z)}{\partial z^2} + 2i\beta_0\frac{\partial A(\omega,z)}{\partial z} - \beta_0^2 A(\omega,z)\right] = \tilde{\beta}^2, \tag{3.20}$$

où $\tilde{n} = \sqrt{1 + \chi_{\mathrm{L}} + \chi_{\mathrm{NL}}}$ contient le terme perturbatif. En supposant une variation lente de l'enveloppe de l'impulsion, nous pouvons négliger la dérivée seconde de l'éq. (3.20). Il en résulte

$$\nabla_t^2 F(x,y) + [\tilde{n}^2(\omega)\frac{\omega^2}{c^2} - \tilde{\beta}^2]F(x,y) = 0, \tag{3.21}$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\left(\frac{\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2}{2\beta_0}\right)A = 0, \tag{3.22}$$

La première équation est l'équation d'onde scalaire qui permet de résoudre la distribution d'amplitude de champ électrique respectant la forme (3.18). La seconde contient le déphasage de l'enveloppe $A(z)$ par rapport à la porteuse du signal $e^{\mathrm{i}\beta_0 z}$. Ce déphasage est principalement causé par la dispersion du matériau et la dispersion de guidage. À ceci s'ajoute l'interaction entre les signaux qui est contenue dans le terme de susceptibilité non linéaire χ_{NL} que nous avons introduit en début de section. Ce terme peut être traité comme un terme de perturbation à l'équation d'onde (3.21). En première approximation, ce terme ne change pas la fonction propre (la distribution d'amplitude de champ $F(x,y)$), mais seulement sa valeur propre $\tilde{\beta}$ qui devient $\tilde{\beta}+\delta$. Cette correction δ, qui est due à l'accroissement de l'indice $n_2 = \frac{3}{8n}\Re\{\chi^{(3)}_{xxxx}\}$, vaut :

$$\delta = \frac{\omega^2 n(\omega)}{c^2\tilde{\beta}} A_i^* A_j^* A_k A_l \int\int_{A_\infty} n_2(x,y) F_i^*(x,y) F_j^*(x,y) F_k(x,y) F_l(x,y) dxdy \tag{3.23}$$

En excluant les termes d'amplitudes et en écrivant $\tilde{\beta} = \frac{\omega n_{\mathrm{eff}}(\omega_i)}{c}$, on obtient le paramètre γ_{ijkl} valide pour tous les effets non linéaires d'ordre 3, soit

$$\gamma_{ijkl} = \frac{\omega_i}{c} \int\int_{A_\infty} n_2(x,y) F_i^*(x,y) F_j^*(x,y) F_k(x,y) F_l(x,y) dxdy. \tag{3.24}$$

Ce coefficient γ peut prendre une forme plus compacte dans le cas de la modulation de phase et la modulation croisée, soit

$$\gamma_{ij} = \frac{\omega_i}{c} \int\int_{A_\infty} n_2(x,y) |F_i(x,y)|^2 |F_j(x,y)|^2 dxdy. \tag{3.25}$$

L'équation de Schrödinger non linéaire s'obtient à partir de l'éq. (3.22). Elle peut s'écrire plus simplement en approximant $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \approx 2\beta_0(\tilde{\beta}-\beta_0)$. De plus, nous pouvons y ajouter la correction non linéaire $\tilde{\beta}' = \tilde{\beta} + \delta$, afin d'obtenir

$$\frac{\partial A(\omega,z)}{\partial z} = i\left[\tilde{\beta}(\omega) + \delta - \beta_0\right] A(\omega,z). \tag{3.26}$$

Ce terme δ regroupe l'ensemble les perturbations provoquées par la présence simultanée de plusieurs signaux dans le milieu de propagation. C'est ce terme qui est à l'origine de la conversion des signaux.

3.1.3 Équations couplées de l'accord paramétrique

L'équation (3.26) appliquée aux quatres signaux considérés précédemment conduit aux équations couplées décrivant leur évolution. Dans le cas qui nous intéresse, la pompe est

dégénérée ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$) et la condition de conservation de l'énergie est remplie, nous avons (3.15) :

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i\left[\gamma_{pp}|A_p|^2 + 2\sum_{k\neq p}\gamma_{pk}|A_k|^2\right]A_p + i2\gamma_{ppsc}A_sA_cA_p^*e^{i\Delta\kappa z}, \tag{3.27}$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\left[\gamma_{ss}|A_s|^2 + 2\sum_{k\neq s}\gamma_{sk}|A_k|^2\right]A_s + i2\gamma_{scpp}A_p^2A_c^*e^{-i\Delta\kappa z}, \tag{3.28}$$

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} = i\left[\gamma_{cc}|A_c|^2 + 2\sum_{k\neq c}\gamma_{ck}|A_k|^2\right]A_c + i2\gamma_{cspp}A_p^2A_s^*e^{-i\Delta\kappa z}. \tag{3.29}$$

Le terme $\Delta\kappa = \beta_s + \beta_c - 2\beta_p$ est le désaccord de phase. Dans les conditions d'amplitude de signaux faibles ($|A_s|^2$, $|A_c|^2 \ll |A_p|^2$) de nombreux termes deviennent négligeables. Si, de plus, on suppose que la pompe n'est pas appauvrie, on peut réduire la première équation et l'intégrer pour obtenir

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} \simeq i\gamma_{pp}|A_{p0}|^2A_p \Rightarrow A_p(z) \simeq A_{p0}e^{i\gamma_{pp}|A_{p0}|^2z}. \tag{3.30}$$

On en déduit alors

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i2\gamma_{sp}|A_{p0}|^2A_s + i2\gamma_{scpp}A_{p0}^2e^{-i\Delta\kappa z}e^{i2\gamma_{pp}|A_{p0}|^2z}A_c^*, \tag{3.31}$$

$$\frac{\partial A_c^*}{\partial z} = -i2\gamma_{cp}|A_{p0}|^2A_c^* - i2\gamma_{cspp}(A_{p0}^*)^2e^{i\Delta\kappa z}e^{-i2\gamma_{pp}|A_{p0}|^2z}A_s. \tag{3.32}$$

Ce système d'équations est ramené à un système d'équations différentielles linéaires par le changement de variable

$$A_s = a_se^{-i\frac{\Delta\kappa z}{2}+i(\gamma_{sp}-\gamma_{cp}+\gamma_{pp})|A_{p0}|^2z} \quad \text{et} \quad A_c^* = a_c^*e^{i\frac{\Delta\kappa z}{2}+i(\gamma_{sp}-\gamma_{cp}-\gamma_{pp})|A_{p0}|^2z} \tag{3.33}$$

pour donner

$$\frac{\partial a_s}{\partial z} = -i\left[\left(\gamma_{pp}-\gamma_{sp}-\gamma_{cp}\right)|A_{p0}|^2 - \frac{\Delta\kappa}{2}\right]a_s + 2i\gamma_{scpp}A_{p0}^2a_c^*, \tag{3.34}$$

$$\frac{\partial a_c^*}{\partial z} = -2i\gamma_{cspp}\left(A_{p0}^*\right)^2a_s + i\left[\left(\gamma_{pp}-\gamma_{sp}-\gamma_{cp}\right)|A_{p0}|^2 - \frac{\Delta\kappa}{2}\right]a_c^*. \tag{3.35}$$

qui se ramène à un problème matriciel diagonalisable. La solution est de la forme

$$a_s(z) = \left[\cosh(gz) - \frac{i\Delta\kappa'}{g}\sinh(gz)\right] a_s(0) + \frac{i\Gamma_s}{g}\sinh(gz)a_c^*(0), \tag{3.36}$$

$$a_c(z) = \frac{i\Gamma_c}{g}\sinh(gz)a_s^*(0) + \left[\cosh(gz) - \frac{i\Delta\kappa'}{g}\sinh(gz)\right] a_c(0). \tag{3.37}$$

avec $\Gamma_s = 2\gamma_{sp}A_{p0}^2$, $\Gamma_c = 2\gamma_{cp}A_{p0}^2$, $\Delta\kappa' = (\gamma_{pp} - \gamma_{sp} - \gamma_{cp})\,|A_{p0}|^2 - \frac{\Delta\kappa}{2}$ et $g = \sqrt{\Gamma_s\Gamma_c^* - (\Delta\kappa')^2}$. Au bout d'une longueur l de fibre, la puissance d'un signal initialement nul s'écrit

$$\frac{P_s}{P_{c0}} = \Gamma_s^2\frac{\sinh^2(gl)}{g^2}. \tag{3.38}$$

Dans une configuration où même la puissance de pompe est faible, la valeur de g est dominée par le terme de déphasage $\Delta\kappa$ (sauf si l'on est à l'accord de phase). Dans cette limite l'équation (3.38) devient :

$$\frac{P_s}{P_{c0}} \propto \frac{\sin^2\left[(\Delta\kappa l)/2\right]}{(\Delta\kappa l/2)^2}. \tag{3.39}$$

Cette expression permet de définir la **longueur de cohérence** l_c du mélange : longueur d'interaction après laquelle le transfert se fait en sens inverse : des filles vers la pompe (Stolen et Bjorkholm, 1982). Cette longueur de cohérence est un critère limitant la longueur de fibre à utiliser comme milieu de conversion

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\Delta\kappa|}. \tag{3.40}$$

Les valeurs des différentes grandeurs physiques que nous venons de voir sont calculées par la méthode numérique que nous allons aborder dans les sections suivantes.

3.2 Simulations

La section précédente, en particulier l'équation d'onde scalaire (3.21) a mis en évidence la relation directe entre la distribution transverse d'amplitude de champ $F(x, y)$ et la constante de propagation β. Toutefois, cette équation est impossible à résoudre analytiquement pour des géométries complexes existant dans les fibres microstructurées. Pour déterminer la distribution de champ, il est indispensable d'employer une méthode de résolution numérique.

3.2.1 La méthode des éléments finis

Il existe de nombreuses méthodes de résolution numérique pour des problèmes d'électromagnétisme. Parmi elles, la méthode des éléments finis est bien adaptée à notre situation. Elle permet un maillage adaptatif pour une résolution économe en puissance de calcul et l'emploi d'éléments triangulaires pour représenter le profil d'indice réduit l'introduction de biréfringence numérique artificielle. Les principales étapes à suivre pour implémenter cette méthode consistent à :

1. Formuler le problème d'électromagnétisme en problème d'équations aux dérivées partielles à satisfaire en tout point dans un domaine Ω avec conditions aux frontières $\delta\Omega$.
2. Retravailler l'équation aux dérivées partielles sous forme d'intégrales par le principe variationnel. Les équations constitutives dépourvue de terme d'ordre 2 acceptent alors des fonctions d'essai continues par morceaux. C'est ce qu'on appelle la formulation faible.
3. Diviser le domaine Ω en sous domaines que l'on appelle mailles.
4. Choisir la position des noeuds dans chaque maille et choisir les polynômes qui décriront les distributions locales des champs dans chaque élément. Ces distributions locales forment une solution approximative du problème pour chaque élément.
5. Appliquer les conditions de continuité entre les mailles et les conditions aux frontières $\delta\Omega$.
6. Résoudre le problème discret pour en retirer une solution unique approchée.
7. Construire la solution approchée du système et en déduire d'autres grandeurs physiques.
8. Vérifier les résultats prédits numériquement avec des résultats que l'on connaît pour valider la méthode.

Cette méthode peut sembler facile à implémenter à première vue, mais c'est loin d'être le cas. Des étapes telles que le maillage sont des tâches fastidieuses et non triviales. Il existe de nombreux logiciels ayant déjà fait leurs preuves qui permettent la résolution numérique de problèmes complexes par la méthode des éléments finis. Le logiciel retenu pour notre application est le logiciel « COMSOL™ » avec le module de résolution de problème en radiofréquence (RF Module).

3.2.2 Interface COMSOL™- MATLAB™

Le programme de simulation est un script MATLAB™interfacé avec COMSOL™. Le script génère d'abord une interface pour permettre à l'usager d'entrer les paramètres de

la simulation. Cette interface est représentée à la figure 3.1. Le programme génère ensuite une structure de données interprétables par les sous-programmes de COMSOL^{TM}. Les sous-programmes peuvent être invoqués séquentiellement pour venir greffer de l'information utile à la structure. Cette structure contiendra *in fine* la formulation du problème, la géométrie du domaine et les coordonnées du maillage. Elle sert d'intrant au solveur « **femeig** » pour trouver les fonctions propres du problème électromagnétique formulé. Le script extrait les résultats pertinents et fait appel à des sous-routines pour en retirer des valeurs physiques interprétables par l'utilisateur. Cette façon de faire permet d'obtenir rapidement des résultats sans implémenter soi-même une méthode de résolution par éléments finis et sans se soucier des problèmes d'allocation de mémoire et de complexité des calculs. Voyons chaque étape de l'analyse numérique plus en détail.

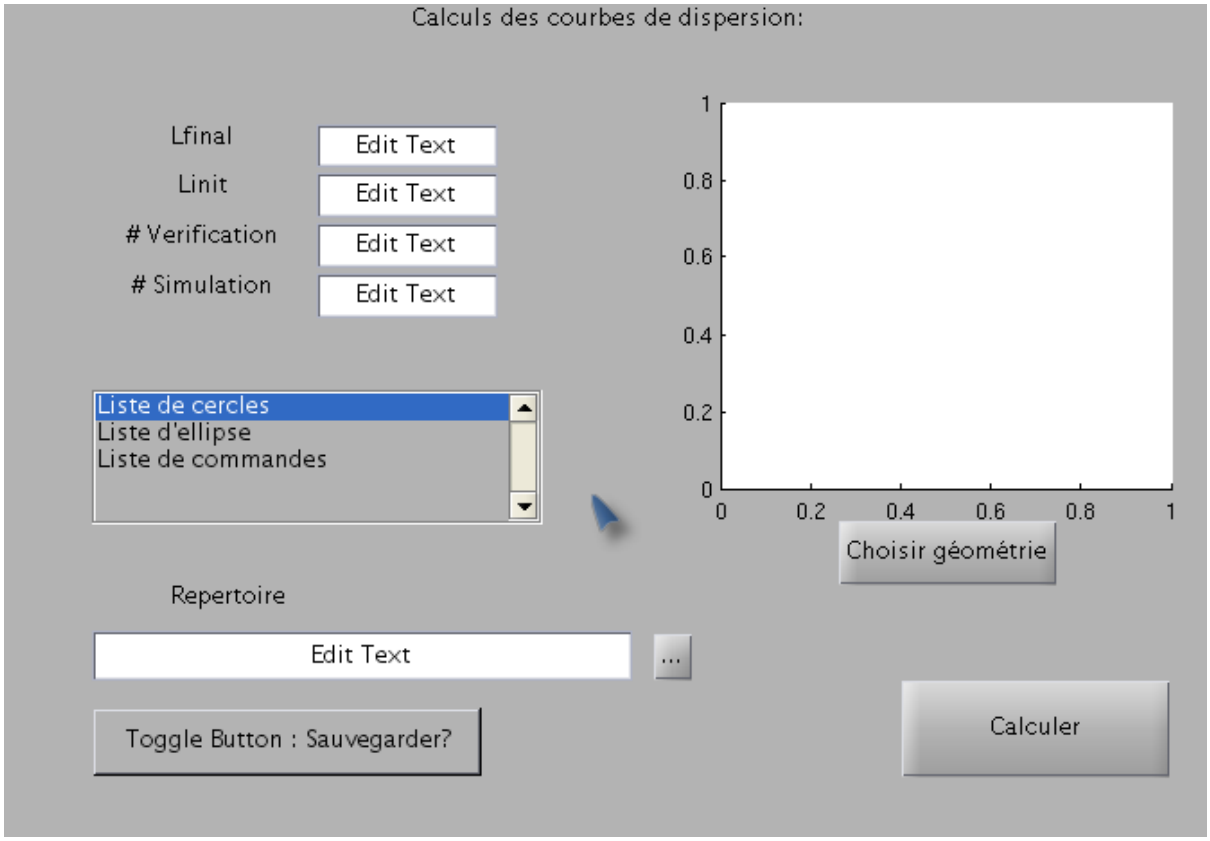
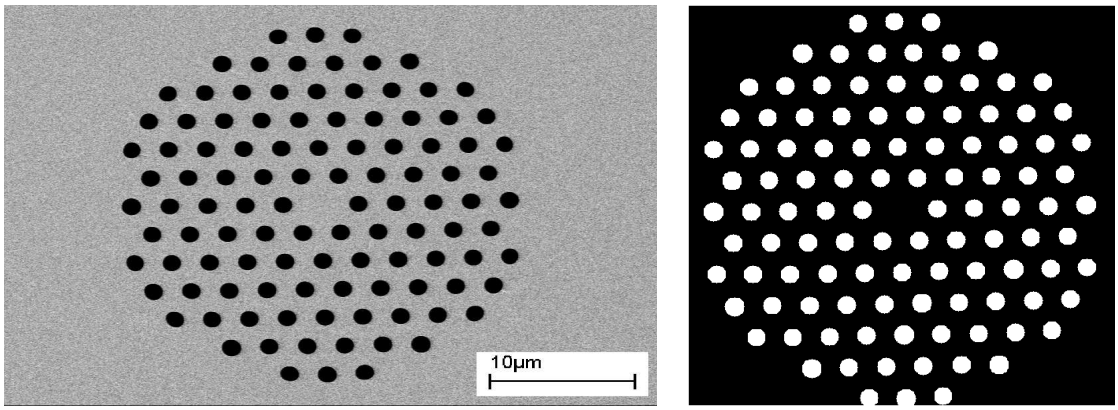


FIGURE 3.1 Interface utilisateur produit à partir des classes d'objets graphiques prédéfinis de MATLAB^{TM}

Vectorisation du profil d'indice

Le problème est de déterminer la distribution d'un champ électromagnétique guidé dans la section droite d'une fibre, donc en deux dimensions. La première étape est de définir les propriétés du domaine à l'étude. Si l'utilisateur ne connaît pas exactement la géométrie du profil d'indice, nous avons développé une fonction codée en MATLAB^{TM}qui effectue une reconnaissance de forme grossière à partir d'une image de microscope électronique à balayage. L'algorithme cherche le centre de chaque cercle et optimise le rayon pour minimiser l'erreur entre l'image générée et l'image originale. Le programme retourne en sortie une liste formatée qui servira lors de la déclaration de la géométrie du profil d'indice. On connaît toute l'information pour calculer parfaitement les contours de l'image à n'importe quelle échelle ; on parle alors d'une « image vectorisée ». De telles images ont été réalisée sur la fibre T431C [2] et la fibre L1705 [3]. Les résultats issus de cette fonction de vectorisation sont démontrés à l'aide des figures 3.2 et 3.3.

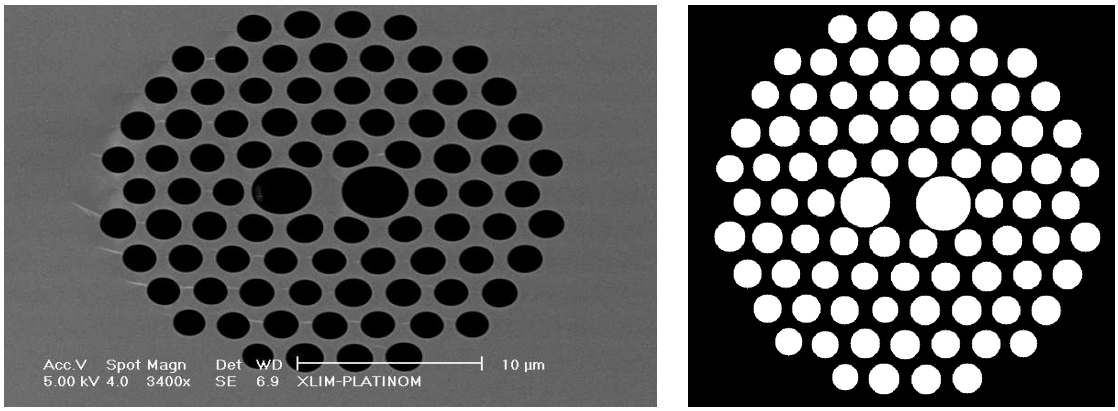


(a) (b)

FIGURE 3.2 (a) Image de la fibre T431C obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage ; (b) Image dessinée à partir des paramètres vectorisés.

Le programme « vectorise » les coordonnées de chaque trou. Il est toujours possible de produire cette liste manuellement à partir des propriétés de la préforme et des arguments de symétrie. Les caprices de fabrication font en sorte qu'on ne peut prévoir avec exactitude la géométrie du profil d'indice. L'utilité du programme est d'analyser la géométrie finale du profil d'indice, après la variation de taille et la migration des trous lors de l'étirage. Aux informations sur la géométrie on vient greffer des informations sur l'indice de réfraction de chacun des domaines. L'indice de l'air et de la silice doivent être modifiés manuellement avant

2. fabriquée par l'institut IRCICA de l'université de Lille 1.
3. fabriquée par le département de photonique (XLIM) de la faculté des sciences et techniques de Limoges.



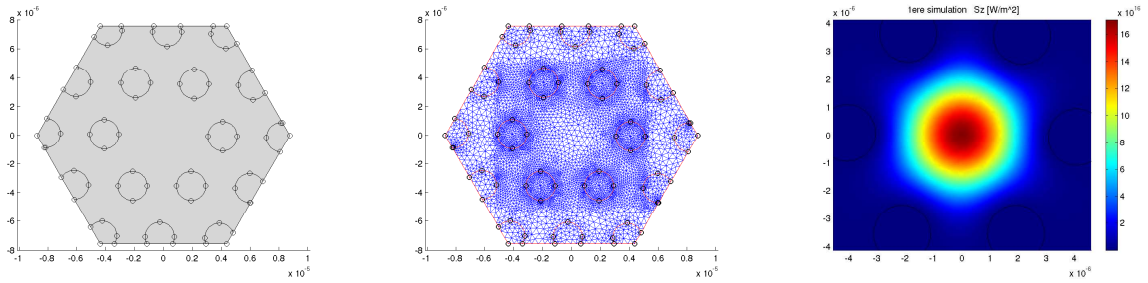
(a) (b)

FIGURE 3.3 Autre exemple de profil d'indice vectorisé à partir d'une image de la fibre L1705 mettant en évidence la migration des trous.

chaque simulation si la longueur d'onde est changée. Ces indices sont déterminés par la formule de Sellmeier (voir Bures, 2009). En procédant de cette façon, les résultats comprendront à la fois la dispersion du matériau et la dispersion de guidage.

Formulation du problème et appel aux sous-programmes de résolution

Une fois que les paramètres de simulation et que l'information sur la géométrie du problème ont été transmis, le programme fait un appel séquentiel aux sous-routines de COMSOL^{TM}. Chaque sous-routine vient greffer des informations additionnelles à la structure de données. Le solveur exige en intrant une structure de données bien définie qui respecte des conventions préétablies. Le maillage du domaine se fait automatiquement sans l'intervention de l'usager. Les mailles triangulaires produites ont une taille réduite autour des interfaces air-silice. Le maillage est également raffiné autour du cœur de la fibre ; là où le mode est principalement confiné. Ces précautions servent à augmenter la précision des calculs sans augmenter inutilement leur taille. À chaque maille est associé un élément lagrangien d'ordre 2 contenant six noeuds et à chacun des noeuds correspondent quatre degrés de liberté. La gestion des coordonnées barycentriques de ces points et leur formulation matricielle est gérée par une sous-routine. Le mécanisme que nous venons de décrire est répété pour chaque longueur d'onde d'intérêt. La figure 3.4 illustre l'évolution de la structure à travers différentes étapes de résolution. Les résultats obtenus sont présentés à la section suivante.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.4 Différentes étapes de simulations : (a) définition de la géométrie, (b) maillage, (c) calcul de $\langle \mathcal{S}_z \rangle$ après la résolution.

Extraction des valeurs propres et des fonctions propres

De la structure renvoyée par le solveur, il est possible d'extraire les résultats pertinents et de faire appel à des sous-routines pour en retirer des valeurs physiques interprétables par l'utilisateur. L'extraction des grandeurs physiques se fait par l'intermédiaire de « fonctions de traduction » capable d'interpoler la valeur du champ à chaque point d'une grille de coordonnées cartésiennes. La première est la valeur propre de chaque mode $\lambda = \alpha - i\beta$ où α est relié à l'atténuation et β est la constante de propagation. Puisque $\beta = kn_{\text{eff}}$, on tire directement l'indice effectif n_{eff} du mode de propagation en fonction de la longueur d'onde.

La figure 3.5 met en évidence la composante de dispersion attribuable à la géométrie du guide d'onde. De ces courbes, il est possible d'extraire les paramètres de guidage de la fibre microstructurée. Les paramètres d'intérêt, en ce qui nous concerne, sont essentiellement la vitesse de groupe et la dispersion chromatique du mode fondamental LP_{01}. C'est en effet ce mode qui intervient dans notre processus de conversion. Les valeurs de ces deux paramètres en fonction de la longueur d'onde sont présentés à la figure 3.6.

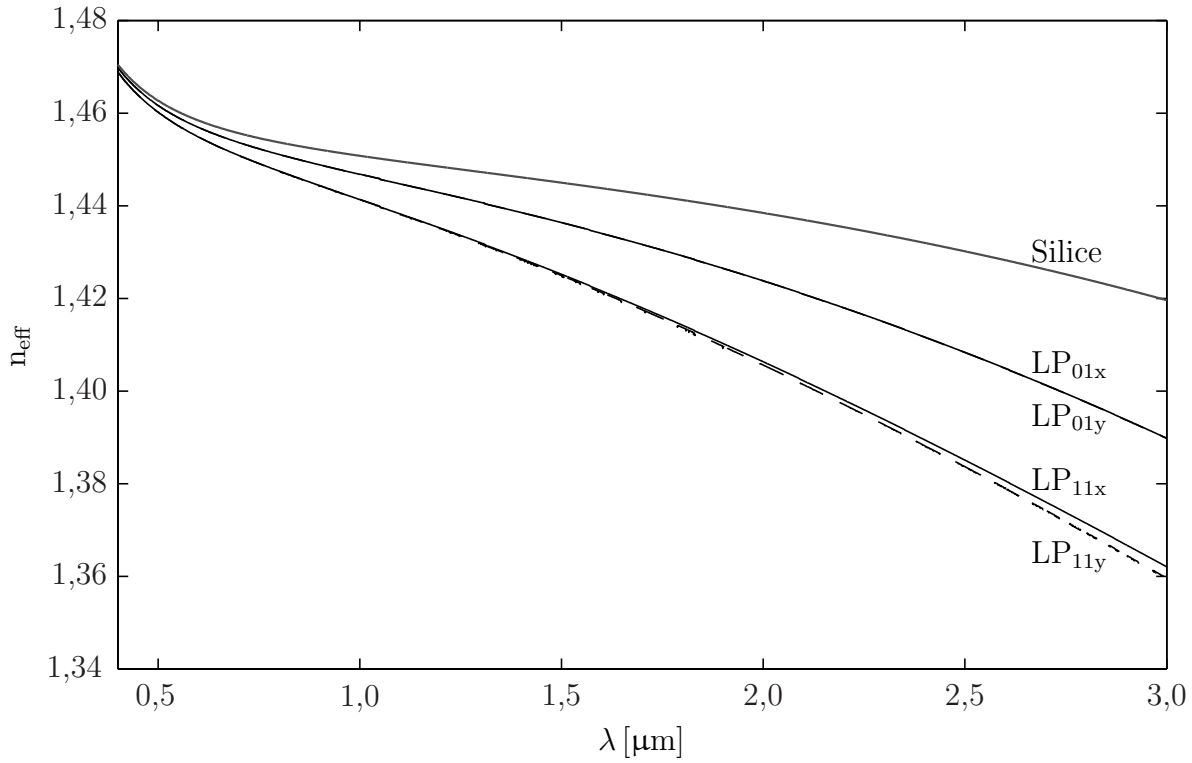


FIGURE 3.5 Courbes de dispersion pour les quatre premiers modes de la fibre microstructurée T431C en comparaison avec l'indice de la silice pure. La fibre étant nominalement dépourvue de biréfringence les courbes des modes LP_{01x} et LP_{01y} sont indistinguables. Les courbes sont obtenues par résolution numérique avec un pas $\Delta\lambda = 1$ nm.

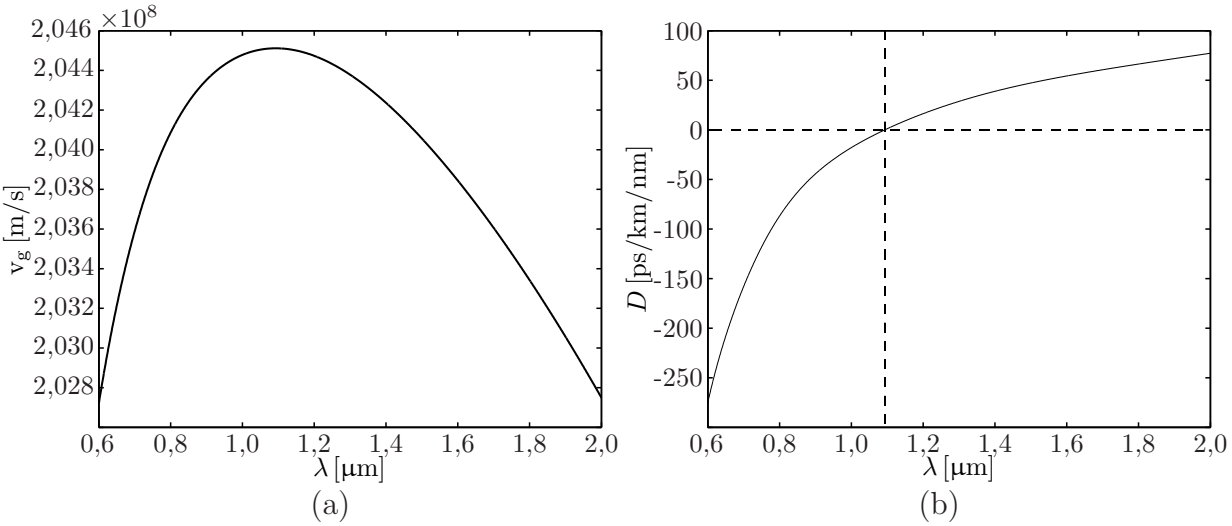


FIGURE 3.6 Paramètre de propagation de la fibre T431C : (a) vitesse de groupe, (b) dispersion chromatique du mode fondamental.

3.2.3 Calcul des accords de phase du mélange à quatre ondes dégénéré

On désire trouver la valeur de l'écart spectral Ω respectant la condition d'accords de phase (3.16) en fonction de la pompe pour une fréquence angulaire de pompe ω_p donnée. Ceci revient à trouver les zéros de la fonction :

$$(\omega_p - \Omega)n_{\text{eff}}(\omega_p - \Omega) + (\omega_p + \Omega)n_{\text{eff}}(\omega_p + \Omega) - 2\omega_p n_{\text{eff}}(\omega_p) = 0 \tag{3.41}$$

où la fréquence du signal est $\omega_s = \omega_p - \Omega$ et son complémentaire $\omega_c = \omega_p + \Omega$. Une grande attention doit être apportée au traitement numérique pour minimiser les erreurs. Au membre de gauche de l'équation (3.41) peut s'ajouter un terme de correction $2\gamma_{pp}P$ pour tenir compte de l'automodulation de phase. La figure 3.7 donne les solutions de l'éq. (3.41) pour $2\gamma_{pp}P = 68\ \text{m}^{-1}$.

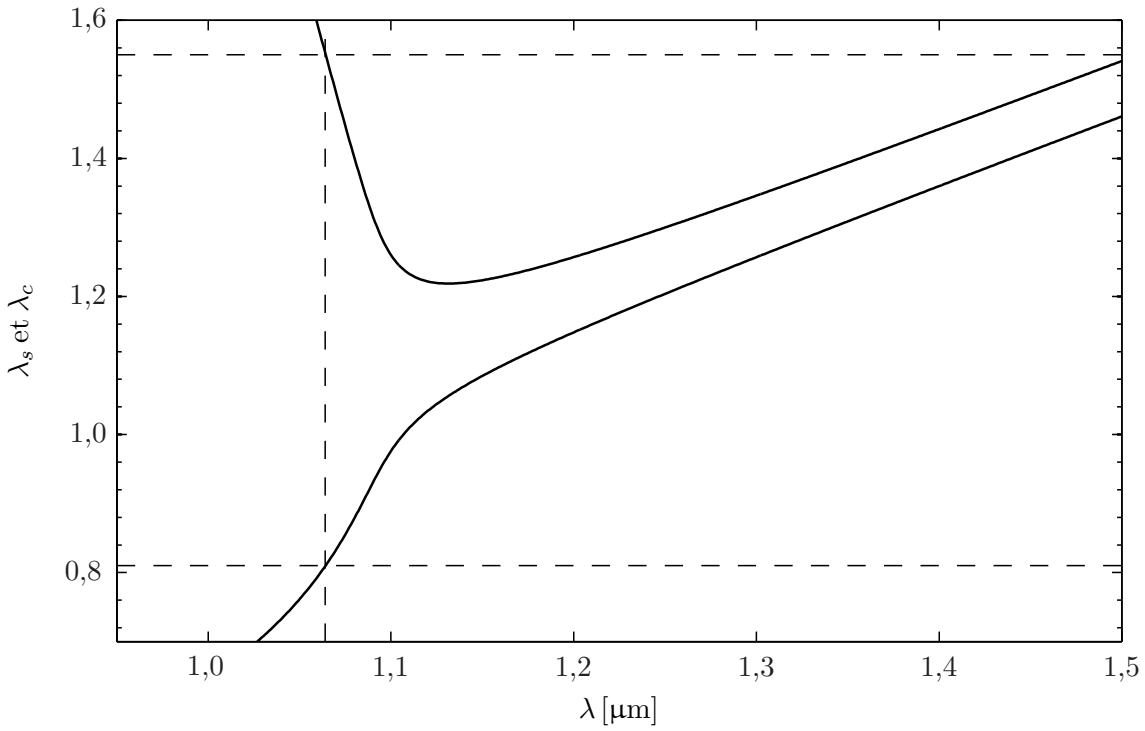


FIGURE 3.7 Courbes d'accords de phase, des signaux filles, en fonction de la longueur d'onde de pompe ($\gamma = 8,5 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{W}^{-1}.\mathrm{m}^{-1}$ et $P = 8\,\mathrm{kW}$).

Toujours selon la figure 3.7 la fibre simulée supporte un M4O dégénéré :

$$1064\text{ nm} \longrightarrow 810\text{ nm} + 1548\text{ nm}.$$

Le choix de 1064 nm comme longueur de pompe correspond à l'une des raies d'émission d'un laser Nd :YAG. En se rapportant à la figure (3.6a), la vitesse de glissement temporel d'une impulsion par rapport à l'autre est de $3,20$ ps/m. En considérant une impulsion de pompe de 300 ps, la longueur à laquelle le mélange cesse d'être efficace est d'environ $93,8$ m. Pour cette même pompe (Fourier-limitée), la longueur de cohérence définie par l'éq.(3.40) est de 31 m. Ces critères déterminent la longueur de fibre à utiliser. Mentionnons que d'autres paramètres peuvent être calculés notamment les paramètres γ_{ij} pour les différents mélanges. Le tableau 3.1 regroupe différentes valeurs basées sur la définition (3.25) pour les automodulations de phase et les modulations croisées.

La même chose peut être faite pour le coefficient γ_{ppsc} de notre M4O suivant la définition (3.24) ce dernier s'avère être de $8,5\ 10^{-3}\mathrm{W}^{-1} \cdot \mathrm{m}^{-1}$. Notons que le paramètre γ_{jj} peut-être relié à l'aire effective du mode par la relation $\gamma_{\mathrm{AMP}} = \frac{n_2 \omega}{c A_{\mathrm{AMP}}^{\mathrm{eff}}}$. Nous obtenons une aire effective du mode comprise entre 19 $\mu\mathrm{m}^2$ et $21,5$ $\mu\mathrm{m}^2$ pour le mode fondamental selon la longueur

TABLEAU 3.1 Paramètres γ_{ij} (en $\mathrm{W}^{-1} \cdot \mathrm{m}^{-1}$) pour les automodulations de phase et les modulations de phases croisées

i \ j	c	p	s
c	$11,1 \cdot 10^{-3}$	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$
p	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$
s	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$

d'onde. Ce chiffre est proche de la valeur de l'aire du cœur de la fibre qui est d'environ 25 $\mu\mathrm{m}^2$.

3.3 Optique quantique

3.3.1 Mélanges à quatre ondes quantiques

L'hamiltonien complet d'une radiation électromagnétique (Mandel et Wolf, 1995) est

$$H = \int_V \left[\frac{1}{2\mu_0} B^2(\vec{r},t) + \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2(\vec{r},t) + E(\vec{r},t) \cdot P_L(r,t) + E(\vec{r},t) \cdot P_{NL}(r,t) + \dots \right] \mathrm{d}r^3. \tag{3.42}$$

Les opérateurs de champ électrique et magnétique sont définis respectivement comme $\hat{E} = \left(\frac{\hbar\omega_i}{V\epsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\hat{a} + \hat{a}^\dagger\right] \cos(kz)\vec{x}$ et $\hat{B}_i = -i\frac{\mu_0}{k} \left(\frac{\epsilon_0\hbar\omega_i^3}{V}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\hat{a} - \hat{a}^\dagger\right] \sin(kz)\vec{y}$ où V est le volume dans lequel sont confinés les modes électromagnétiques. Les termes P_{L} et P_{NL} sont tels que définis par les équations (3.8) et (3.9). Suivant ces définitions, le hamiltonien complet du champ électromagnétique s'écrit donc

$$H = \hbar\omega_s \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p + \hbar\omega_s \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s + \hbar\omega_s \hat{a}_c^\dagger \hat{a}_c + \vartheta(t) \tag{3.43}$$

où ϑ est l'hamiltonien d'interaction. Ce hamiltonien dans le cas d'un M4O prend la forme

$$\vartheta(t) = \hbar\eta[(\hat{a}_p^\dagger)^2 \hat{a}_s \hat{a}_c - \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_c^\dagger (\hat{a}_p)^2], \tag{3.44}$$

où η est une grandeur réelle qui représente le couplage entre les signaux. En appliquant la même approximation de pompe non appauvrie qui consiste à traiter la pompe classiquement $\hat{a}_p = a_p = \sqrt{P}e^{i\omega_p t}$, on peut déterminer l'évolution temporelle des signaux générés en utilisant

la représentation de Heisenberg qui permet de suivre l'évolution des opérateurs soit

$$i\hbar\frac{d\hat{a}_s}{dt} =[\hat{a}_s, H] = -\hbar\omega\hat{a}_s - \hbar\eta P\hat{a}_c^\dagger e^{-i2\omega_p t}, \tag{3.45}$$

$$i\hbar\frac{d\hat{a}_c}{dt} =[\hat{a}_c, H] = -\hbar\omega\hat{a}_c - \hbar\eta P\hat{a}_s^\dagger e^{-i2\omega_p t}. \tag{3.46}$$

Ceci nous conduit aux équations couplées :

$$\frac{d\hat{a}_s}{dt} =i\omega\hat{a}_s + i\eta P\hat{a}_c^\dagger e^{-i2\omega_p t}, \tag{3.47}$$

$$\frac{d\hat{a}_c^\dagger}{dt} = - i\omega\hat{a}_c^\dagger - i\eta P\hat{a}_s e^{i2\omega_p t}. \tag{3.48}$$

Avec le changement de variable $\hat{A}_s = \hat{a}_s e^{i\omega_s t}$ et $\hat{A}_c = \hat{a}_c e^{i\omega_c t}$ et utilisant le fait que $\omega_c + \omega_s - 2\omega_p = 0$ le problème est ramené à un système d'équations différentielles linéaires

$$\frac{d}{dz}\begin{bmatrix}\hat{A}_s \\ \hat{A}_c^\dagger\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}0 & i\eta P \\ -i\eta P & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{A}_s \\ \hat{A}_c^\dagger\end{bmatrix}. \tag{3.49}$$

La situation est similaire au cas présenté à la section (3.1.3). L'évolution dans le temps des opérateurs s'écrit :

$$\hat{a}_s(t) = \cosh(\eta P t)\hat{a}_s(0) - i\sinh(\eta P t)\hat{a}_c^\dagger(0), \tag{3.50}$$

$$\hat{a}_c^\dagger(t) =i\sinh(\eta P t)\hat{a}_s(0) + \cosh(\eta P t)\hat{a}_c^\dagger(0). \tag{3.51}$$

Cette évolution peut s'écrire en fonction de la longueur d'interaction parcourue. Sachant que γ est relié à la vitesse de phase par $v_p\ \gamma = \eta/v_p$:

$$\hat{a}_s(z) = \cosh(\gamma P z)\hat{a}_s(0) + i\sinh(\gamma P z)\hat{a}_c^\dagger(0), \tag{3.52}$$

$$\hat{a}_c(z) =i\sinh(\gamma P z)\hat{a}_s^\dagger(0) + \cosh(\gamma P z)\hat{a}_c(0). \tag{3.53}$$

Dans notre cas particulier, nous sommes dans le régime d'émission spontanée c'est-à-dire qu'aucun signal d'amorce ne doit être présent. De plus, nous sommes intéressés par le nombre de photons après une certaine longueur d'interaction.

$$\langle n_s(L)\rangle = \langle 0|\hat{a}_s^\dagger(L)\hat{a}_s(L)|0\rangle = \sinh^2(\gamma P L) \tag{3.54}$$

À la limite de puissance faible (développement de Taylor) $\sinh(X) \sim X$, la dépendance en puissance est quadratique :

$$\langle n_s \rangle \simeq (\gamma P L)^2 \tag{3.55}$$

C'est une signature distincte du M4O, la pollution provenant de la pompe et les M3O ayant plutôt une dépendance linéaire avec P et les photons éventuellement produits par une cascade Raman ont une dépendance quartique. Avec une longueur de fibre de 10 m et la valeur de γ trouvée précédemment, l'éq. (3.54) nous indique qu'un signal de pompe ayant 176 mW de puissance crête produirait, en moyenne, un photon par impulsion. Ce résultat sera grandement utile durant la partie expérimentale.

CHAPITRE 4

CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE LA SOURCE

Ce chapitre présente le fonctionnement général d'une source de photons annoncés, ainsi que les différents composants ayant servi à la conception de notre source. Puis, nous abordons le montage de caractérisation et la méthode d'acquisition. Enfin, nous terminons le chapitre en présentant l'analyse des résultats attestant de la nature non classique de la source.

4.1 Montage expérimental de la source de photons annoncés

Le principe de fonctionnement de la source de photons annoncés suit les étapes de la figure 4.1. D'abord, on injecte un signal de pompe dans un milieu de conversion : ici une fibre microstructurée. À la sortie de la fibre, on rejette immédiatement le signal de pompe de la ligne optique. On limite ainsi la génération de bruit par fluorescence à travers les éléments optiques. Si ce n'est déjà fait, les photons servant de signal et d'annonce doivent être séparés avant d'être soumis à un filtrage adapté. Le photon d'annonce peut ensuite être détecté et produire un signal d'annonce électrique synchronisé sur la sortie du photon annoncé.

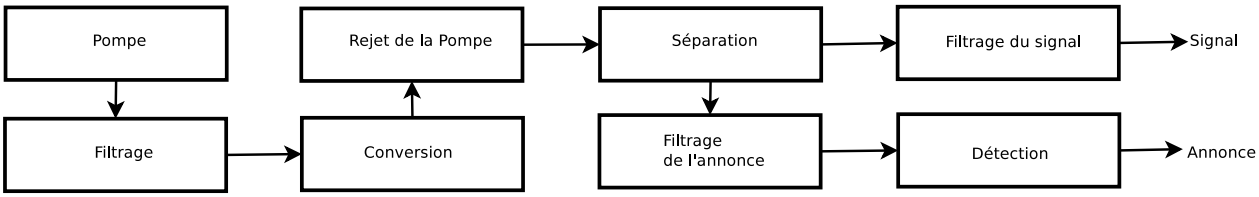


FIGURE 4.1 Décomposition en modules d'une source de photons annoncés.

4.1.1 Pompe : Laser en verrouillage de modes

Le laser de pompe est un cristal Nd :YAG introduit dans une cavité d'environ $1,45$ m. Ceci lui donne la possibilité d'opérer en verrouillage de modes via un modulateur acousto-optique. La sélection du taux de répétition se fait en accordant la longueur de la cavité. On obtient un régime stable avec des taux de répétition avoisinant 100 MHz et une puissance crête maximale de 100 W. La dynamique d'inversion suit un schéma d'excitation à quatre niveaux ; une lampe à décharge produit l'inversion de population via les raies 0,73 et $0,80$ µm. La transition optique exploitée est la raie d'émission centrée autour de 1064 nm. Bien que cette raie ait une largeur de 126 GHz à 300 K (Svelto., 1989), les impulsions produites ont une largeur de 300 ps dans les meilleures conditions d'alignement ce qui est amplement satisfaisant. L'opération en verrouillage de mode permet également une certaine synchronisation avec des appareils de détection. Avec une résolution temporelle adéquate, nous pouvons faire correspondre une fenêtre de détection à chaque impulsion. Le laser peut aussi émettre en régime continu. Le milieu de gain étant homogène, l'absence de relation de phase des modes longitudinaux et leurs fluctuations d'amplitude produit des impulsions d'amplitudes aléatoires et à des intervalles de temps aléatoires. Ce mode de fonctionnement est d'intérêt lorsque l'on désire un faible taux de génération de paires ou encore isoler des artefacts reliés au régime pulsé. Le faisceau laser passe par deux réseaux de Bragg en volume en transmission (voir Fig. 4.7) avant d'être injecté dans la fibre qui servira de milieu de conversion. Il est primordial d'épurer la pompe avant l'injection puisque passé cette étape, il ne sera plus possible de distinguer entre un photon de bruit émanant de la pompe et le signal que l'on cherche à produire.

4.1.2 Milieu de conversion : Fibre microstructurée à cristal photonique

La fibre retenue, la « T431C » est un prototype de fibre microstructurée à cristal photonique conçue initialement pour l'étude des supercontinuum (Kudlinski *et al.*, 2008). Néanmoins, la fibre s'avère une candidate idéale pour notre application. Telles que vue à la section 3.2.3, les propriétés de dispersion de cette fibre supportent l'accord de phase pour un M4O dégénéré :

$$1064 \text{ nm} \longrightarrow 810 \text{ nm} + 1548 \text{ nm}.$$

L'avantage de ce M4O est de produire, à partir d'une seule longueur d'onde de pompe, un signal dans la bande C des télécommunications accompagné d'un signal complémentaire aisément détectable par un capteur au silicium.

La puissance crête du laser de pompe (environ 100 W) est insuffisante pour créer un

signal à 810 nm observable avec des puissancemètres conventionels ou un analyseur de spectre optique. Les observations de la cascade d'effets non linéaires se font donc avec un microlaser Nd :YAG ayant une plus grande puissance crête (12 kW).La figure 4.2 regroupe plusieurs courbes de spectres obtenus à la sortie de 10 m à différentes puissances de pompe injectées.

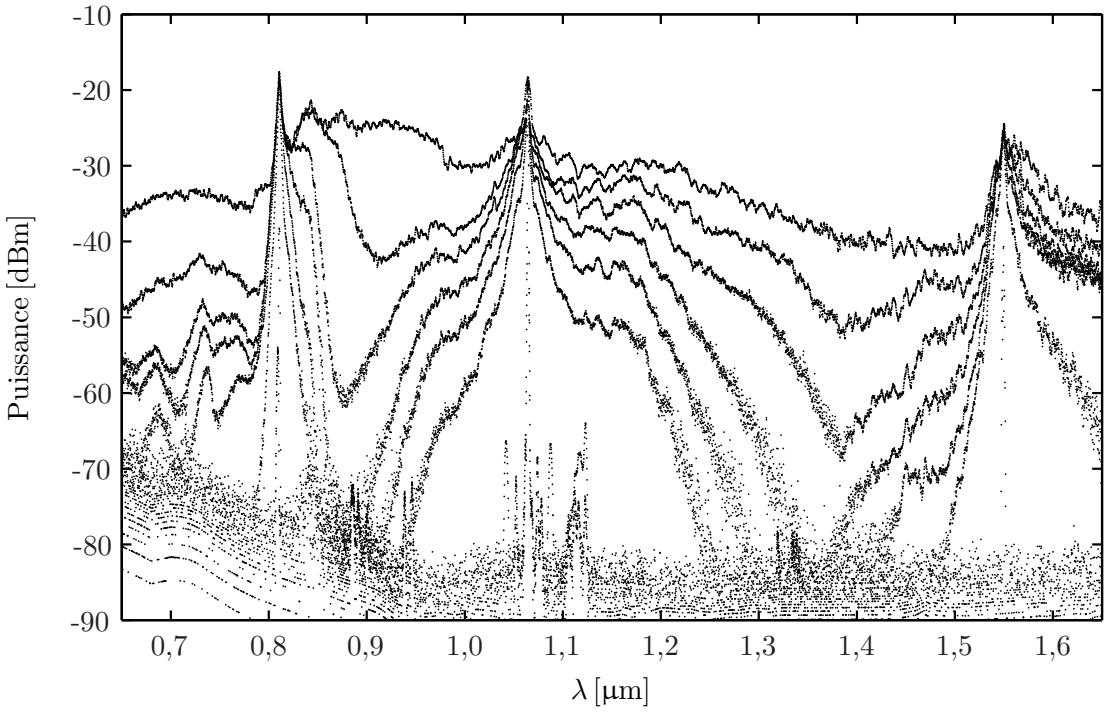


FIGURE 4.2 Évolution du spectre pour différentes puissances injectées (de 0 à 25 mW). On voit d'abord l'apparition des signaux filles à 810 nm et 1550 nm avant que ceux-ci ne soient recouverts par l'élargissement de la pompe (1064 nm). Le laser de pompe est une microcavité Nd :YAG [SNP-08E-100 de "Teem Photonics"] à gain commuté produisant des impulsions de $0,7$ ns (7 kHz, 9 μJ). Le signal est mesuré après 10 m de propagation dans la fibre T431C. La faible biréfringence intrinsèque de la fibre et la biréfringence introduites par les courbures dans la fibre rendent le spectre insensible à la polarisation d'entrée.

On remarque sur la figure 4.2 que le processus de M4O est entièrement décorrélé du processus d'élargissement Raman. La pompe (1064 nm est d'abord convertie en signal (1550 nm) et son complémentaire (810 nm) . Ces signaux « filles » croissent avec la puissance de pompe jusqu'à ce que ceux-ci deviennent suffisament puissants pour engendrer à leur tour un signal Raman. Étant donné la fluctuation du profil d'indice le long de la fibre, le M4O (l'accord paramétrique) domine sur une courte distance puis cède sa place à la diffusion Raman. Passé un certain point, l'augmentation de puissance n'avantage que la cascade de transitions Raman et l'étalement de la puissance sur tout le spectre. Ce qu'il faut retenir de ces observations est que la puissance nécessaire pour qu'il y ait un recouvrement problématique entre le M4O et

le gain Raman est de loin supérieure à celle que l'on compte utiliser pour la génération de paires de photons. Notons que d'autres phénomènes de conversion prennent place à l'intérieur de la fibre. Cependant, ces derniers n'interviennent pas dans les plages spectrales que nous souhaitons conserver et ne pose donc aucun problème pour notre application.

4.1.3 Solution de filtrage optique

Rejet de la pompe non convertie

La puissance de pompe à la sortie du milieu de conversion est essentiellement la même qu'à l'entrée. La première étape de filtrage est de retirer ce signal intense du chemin optique pour éviter l'addition de bruit par fluorescence dans les éléments optiques. La solution retenue pour effectuer ce travail est d'utiliser des filtres coupe-bande [Iridian ZX564] centrés sur 1064 nm. Ces filtres se retrouvent habituellement dans des dispositifs de spectroscopie Raman justement pour obtenir un grand taux de rejet de l'imposant signal de pompe. L'emploi de deux filtres s'avère être un compromis entre l'isolation (114 dB) et les pertes occassionnés sur le signal 1550 nm ($1,37$ dB).

Séparation des signaux

La séparation des signaux filles et le filtrage demandent des composants optiques faits sur mesure. Les miroirs dichroïques multicouches ont été fabriqués par une technique de pulvérisation par double faisceaux ioniques (DIBS) [1]. Cette méthode demande de l'équipement automatisé capable d'opérer sous un vide très poussé. Le design et la fabrication de ces revêtements optiques ont été réalisés par le « Laboratoire des Revêtements Fonctionnels et d'Ingénierie des Surfaces (LARFIS) » du département de génie physique de l'École Polytechnique de Montréal. La méthode DIBS consiste à bombarder une cible avec des atomes d'argon neutre. Cette cible libère alors des atomes qui peuvent se combiner à de l'oxygène avant d'être ré-accélérés et implantés sur la face exposée de notre substrat. Le résultat est la formation d'une couche uniforme dont la densité est dictée par la vitesse du deuxième faisceau d'ions. Les revêtements multicouches sont composés d'une alternance de couches minces de (Ta_2O_5) et de (SiO_2) déposées sur un substrat de silice pure [2]. L'allure du spectre de transmission est dictée par l'épaisseur de ces couches et le contraste d'indice des différentes couches. Le contraste d'indice est fixé par la composition des couches et leur densité. Cette composition est choisie de manière à minimiser les contraintes mécaniques entre les couches.

1. L'acronyme provient de la terminologie anglaise « Dual Ion Beam Sputtering ».
2. La présence de contaminant dans la silice peut devenir une source de fluorescence.

On joue sur les temps d'exposition et le débit d'ions pour contrôler l'épaisseur et ainsi obtenir les propriétés de transmission et de réflexion voulues.

Ce procédé de fabrication a permis d'obtenir des composants adaptés à notre situation. Pour la séparation des signaux, un miroir dichroïque est placé à 45° d'incidence. La face avant comporte un revêtement réfléchissant les longueurs d'ondes autour de 810 nm et laissant traverser le signal à 1550 nm. La face arrière est un revêtement anti-réfléchissant qui élimine les rétro-réflexions. Le spectre de transmission théorique de ce séparateur dichroïque est donné à la figure 4.3. Pour s'assurer de la qualité du composant, la comparaison entre la courbe de transmission mesurée expérimentalement et la courbe théorique est présenté à la figure 4.4. Puisque le taux de transmission a été mesuré à incidence normale, la courbe obtenue est décalée vers le bleu et ne dépend pas de la polarisation.

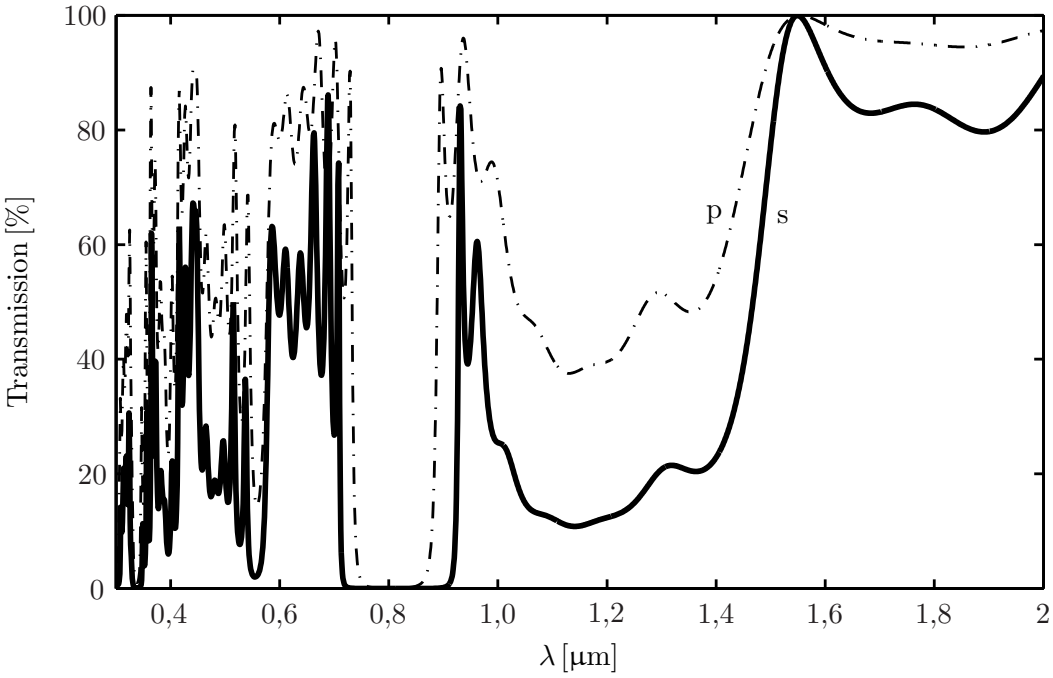


FIGURE 4.3 Taux de transmission théorique à 45° d'incidence pour la polarisation p (en pointillé) et la polarisation s (en continu) du séparateur dichroïque 810/1550 nm.

Filtrage des signaux

Une fois séparés, les signaux doivent être filtrés. La stratégie de filtrage est d'abord de procéder à une épuration sur une large partie du spectre. Ensuite, le signal passe par un deuxième segment de filtrage, celui-ci étant plus sélectif en longueur d'onde. Le filtrage large-bande du signal emploie une paire de miroirs dichroïques sur lesquels la lumière subit plusieurs

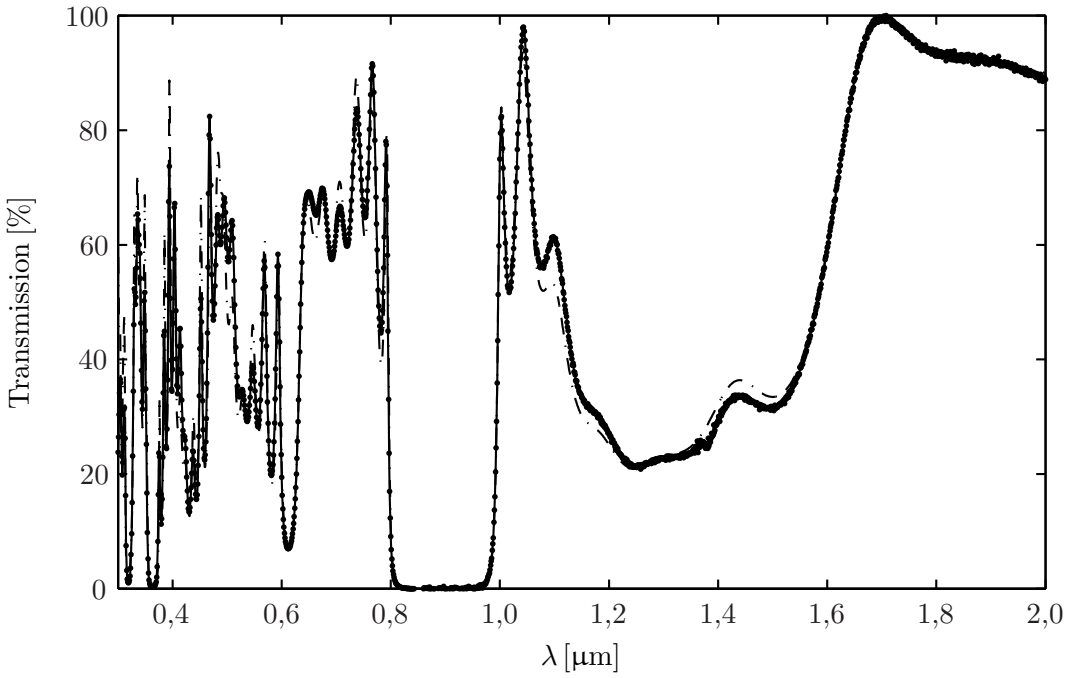


FIGURE 4.4 Taux de transmission théorique (pointillé) et expérimental (points et trait continu) du séparateur à incidence normale. pour un utilisation à 45° devrait donné un courbe de transmission décalée vers les courtes longueurs d'onde. Le résultat obtenu devrait être similaire aux prévisions théoriques de la figure 4.3

.

réflexions. Ces miroirs à réflexions multiples réfléchissent parfaitement le signal et laissent passer les longueurs d'onde au voisinage de la pompe. Les spectres de transmission théoriques de ces filtres sont regroupés à la figure 4.5. Le design des miroirs est optimisé pour une illumination à 10° d'incidence, ce qui correspond à quatre aller-retours ou huit réflexions. La face arrière du substrat est en angle pour ne pas réintroduire les rétro-réflexions dans le chemin optique. La figure 4.7 illustre la disposition de ces filtres à réflexions multiples (FRM).

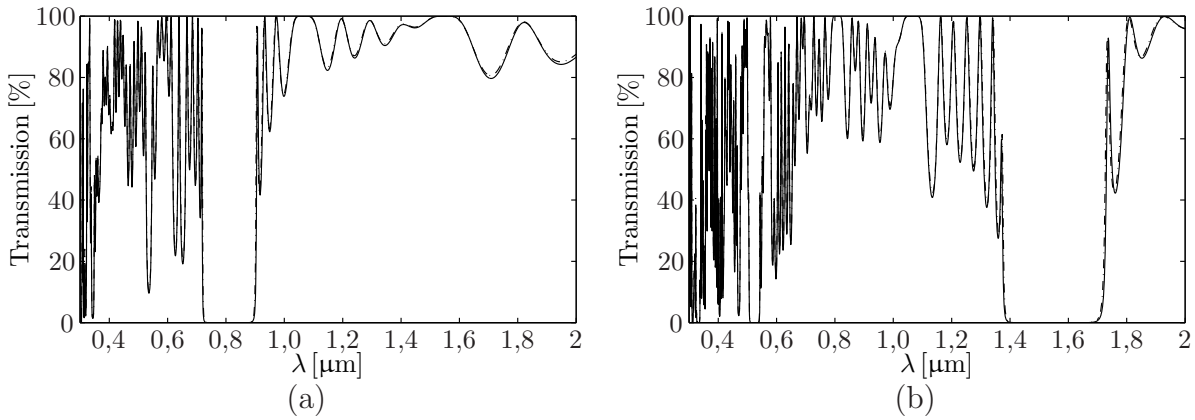


FIGURE 4.5 Spectres de transmission théorique des miroirs à réflexions multiples à 10° d'incidence pour a) la ligne d'annonce, b) la ligne du signal annoncé. Les courbes de transmission théorique (en pointillé) et expérimental (points et trait continu) se chevauchent démontrant ainsi la faible dépendance en polarisation du composant.

En ce qui concerne le filtrage sélectif, la ligne d'annonce passe à travers une combinaison de filtres passe-haut et passe-bas [FEL800 & FES850 Thorlabs]. La transmission résultant de cette combinaison est illustrée à la figure 4.6. Elle est de 30 dB sur près de 200 nm de part et d'autre de la bande de transmission. Le signal d'annonce est ensuite injecté dans une fibre multimode avant d'être acheminé au détecteur, ce qui réduit l'introduction de bruit ambiant par filtrage spatial. L'intérêt principal du filtrage de la ligne d'annonce est de réduire le nombre de fausses annonces afin d'augmenter la fiabilité de la source. Toutefois, ajouter des éléments de filtrage augmente les pertes et réduit les chances qu'un « bon » photon puisse parvenir au détecteur pour générer une annonce. Le débit de la source s'en trouve diminué. De plus, il a été démontré que ce mécanisme favorise la composante multiphoton du signal produit par la source (Virally *et al.*, 2010).

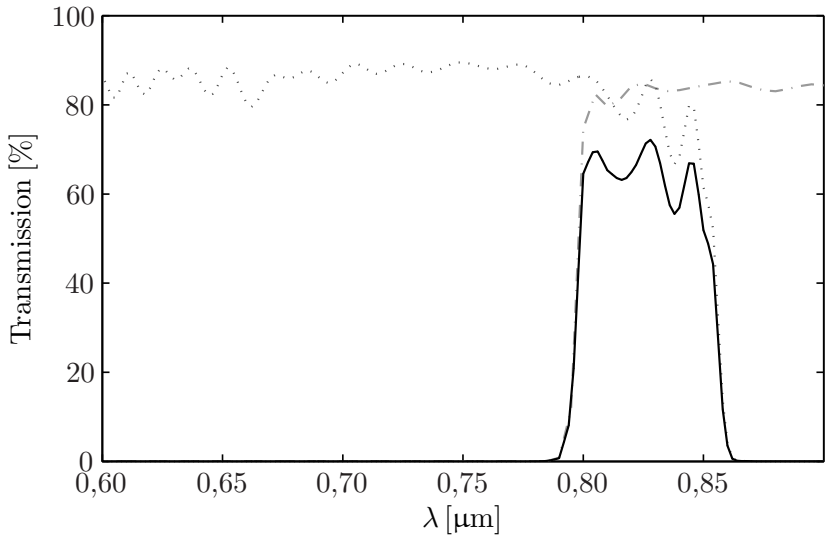


FIGURE 4.6 Taux de transmission, spécifié par le fabricant, des filtres passe-haut (pointillé), passe-bas (trait pointillé-tireté) et des deux filtres combinés (continu).

De son côté, le signal annoncé est injecté dans une fibre unimodale [SMF-28] avant de passer par un circulateur et un réseau de Bragg. Parce que ce signal se trouve dans la bande principale des télécommunications, ces réseaux de Bragg haute performance sont disponibles commercialement. Cette combinaison Bragg-circulateur permet de travailler en soustraction et de ne retenir que la portion réfléchie du spectre, cette portion étant le spectre complémentaire au signal d'annonce. Pour s'assurer que la portion du spectre qui a été transmise par le réseau de Bragg ne soit pas réintroduite dans le circulateur, la sortie du réseau est couplé à une fibre multimodale se terminant à angle. Le réseau de Bragg réfléchit une bande de $0,8$ nm de largeur à mi-hauteur centrée autour de $1547,6$ nm. Le réseau est donc étiré pour venir recouvrir notre signal à 1548 nm. L'avantage de ce dispositif est de filtrer le spectre sur toute la plage de sensibilité du détecteur. Toutefois, ce dispositif est sensible aux dérives de température. Les pertes encourues sur le signal pour la combinaison Bragg-circulateur sont inférieures à $1,1$ dB.

4.2 Génération du signal d'annonce

Le signal d'annonce est produit suite à la détection du photon par une diode avalanche au silicium à coupage actif [Perkin-Elmer SPCM-AQRH-14-FC]. Ce détecteur est désactivé durant 40 ns après chaque détection pour limiter l'« afterpulsing » à 0,5 %. Ce détecteur possède une réponse linéaire jusqu'à 1 million de comptes par seconde et sature à plus de 20 millions de comptes par seconde. L'impulsion électrique du détecteur est interprétée par un

générateur de délai [SRS-DG535] pour produire une fenêtre d'activation de 5 ns. La sortie du générateur de délai produit un signal accompagnant le photon annoncé vers le montage de caractérisation. Le montage de caractérisation est décrit à la section 4.5.

4.3 Récapitulation

La figure 4.7 rassemble les éléments du montage décrits plus haut et le système de caractérisation basé sur un interféromètre de Hanbury Brown et Twiss (HBT). La source de pompage est un laser Nd:YAG (1064 nm) opérant en verrouillage de modes (100 MHz, 300 ps). Les impulsions de pompe traversent deux réseaux de diffraction en transmission (isolation : 2×80 dB) [RD] et un atténuateur-polariseur avant d'être injectées dans la fibre (10 m). À la sortie, deux filtres coupe-bande (2×60 dB) [FCB] rejettent la pompe résiduelle. Les deux signaux sont séparés par un miroir dichroïque [MD] avant de passer par deux filtres à réflexions multiples [FRM]. La ligne à 810 nm comporte un filtre passe-haut et un filtre passe-bas (30 dB) [PH, PB]. Le signal à 1550 nm est injecté dans une fibre et passe par un réseau de Bragg tout-fibre (80 dB) [RB] pour garantir la pureté spectrale de la source.

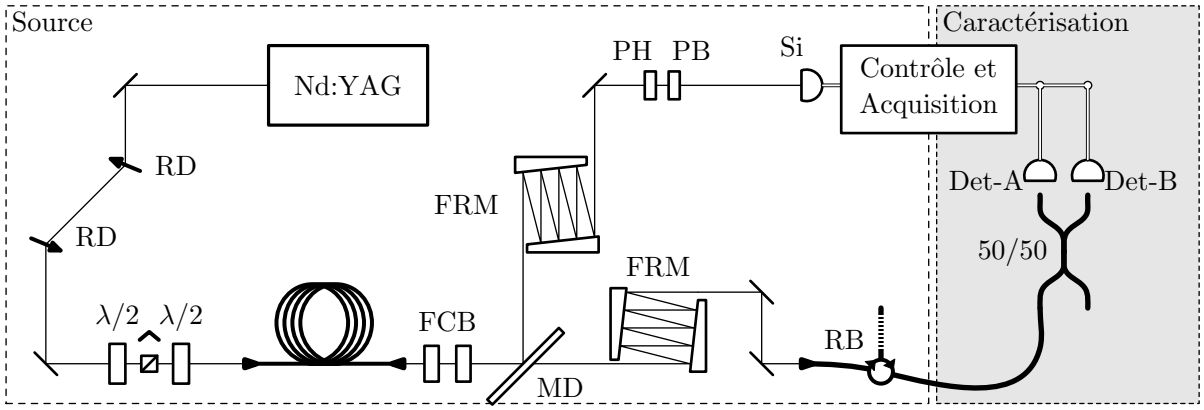


FIGURE 4.7 Schéma de montage de la source quantique à tester et de son montage de caractérisation. On y retrouve les différents composants mentionnés précédemment tels : les réseaux de diffraction en transmission [RD], la fibre microstructurée T431C, les filtres coupe-bande [FCB], les filtres à réflexions multiples [FRM], les filtres passe-haut et passe-bas [PH, PB]. Le signal à 1550 nm est acheminé à un montage de caractérisation constitué d'un coupleur 50/50 relié à deux détecteurs InGaAs en mode geiger [DetA, DetB]. Leur activation est conditionnelle à une détection sur la ligne 810 nm par le détecteur de silicium.

Les tests sont effectués à l'aide d'un montage de HBT : les photons à 1550 nm sont injectés dans un coupleur 50/50 à fibre unimodale et recueillis sur les deux détecteurs [DetA, DetB]. L'activation, pendant 5 ns, de ces détecteurs est conditionnelle à la détection d'un photon sur la ligne à 810 nm par le détecteur au silicium [Si]. Lorsque les deux détecteurs ont

confirmé leurs disponibilités, leurs états de détection sont enregistrés à l'aide d'un système d'acquisition.

4.4 Tests préliminaires

Une fois l'assemblage de la source terminé, il convient de dresser un bilan des pertes optiques des signaux à 810 et 1550 nm à différents endroits sur le parcours. Les puissances sont mesurées à l'aide d'un puissancemètre à photo-diode calibré Ophir [PD-300, PD-300-IR]. Pour s'assurer de mesurer la véritable perte de transmission sur les signaux, les mesures ont été faites à partir de diodes lasers en continu [Thorlabs 810nm & 1550nm] avec des longueurs d'onde proches de celles des faisceaux filles produites par la fibre. Le tableau 4.1 regroupe les puissances mesurées à différents endroits sur le parcours. La sortie de ces diodes a été injectée dans la fibre microstructurée pour avoir une bonne appréciation des pertes de tout le système incluant le couplage dans la fibre SMF-28.

Tableau 4.1 Fraction du signal transmis à divers endroits sur la ligne 810 nm et 1550 nm

Sortie	Ligne 810	Ligne 1550nm
Fibre microstructurée	1	1
Filtres coupe-bande	0,95	0,73
Séparateur dichroïque	0,95	0,72
Miroir à réflexions multiples	0,72	0,70
Filtres passe-haut et passe-bas	0,67	-
Fibre SMF-28	0,24	0,28

Ensuite, la nature du signal qui subsiste après les étapes de filtrage doit être vérifiée. D'après le modèle théorique présenté au chapitre 3, la signature distincte d'un M4O spontané serait une dépendance quadratique avec la puissance de la pompe. Les mesures présentées à la figure 4.8 ont été réalisées avec le laser Nd :YAG en émission continue. Les comptes de photons sont prélevés sur la ligne 810 nm avec un détecteur de photons uniques fibré (capteur au silicium) [Perkin Elmer SPCM-AQRH-14-FC].

Le résultat de la figure 4.8 concorde avec les prédictions théoriques de la section 3.3. Les résultats obtenus expérimentalement attestent de la dépendance quadratique du signal. La forte corrélation avec une parabole est un indicateur que le signal recueilli n'est pas dominé par des bruits parasites. Ce bruit peut provenir de divers processus spontanés notamment l'élargissement Raman ou encore la fluorescence dans les composants optiques. La largeur du spectre se mesure à l'aide d'un analyseur de spectre optique utilisé comme un monochromateur. Ce dernier n'étant pas conçu pour les mesures de signaux à l'échelle du photon, une

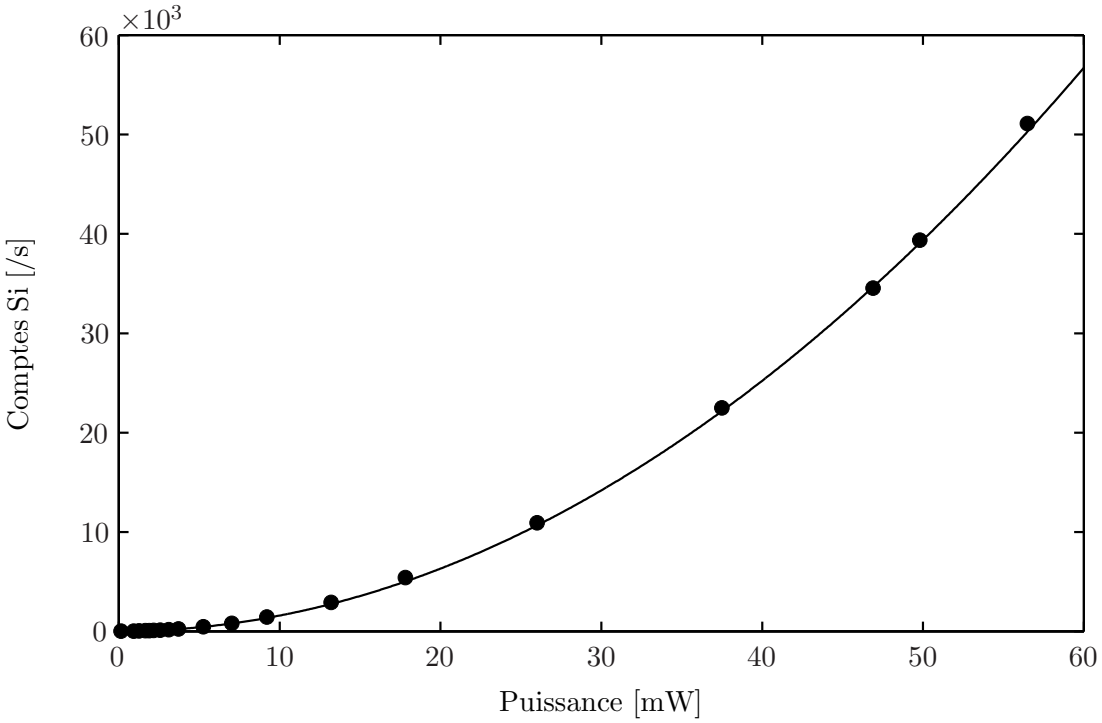


FIGURE 4.8 Comptes de photon par seconde (échantillonné sur 10 secondes) en fonction de la puissance injectée. La courbe continue est une courbe parabolique ajustée $[\alpha x^2 + \beta]$ avec $\alpha = 15,75$ mW^{-2} et $\beta = 22,87$. La puissance correspond à la puissance de la pompe injectée dans la fibre microstructurée.

quantité significative de bruit s'ajoute à notre signal avant d'être acheminée au détecteur de photons. La pleine largeur du spectre détectable est d'environ 2 nm pour le signal d'annonce tel que montré à la figure 4.9. Par principe de conservation de l'énergie, la largeur du spectre complémentaire doit être 8 nm. Il faut donc s'attendre à ce qu'une petite portion du spectre soit conservée par la combinaison Bragg-circulateur.

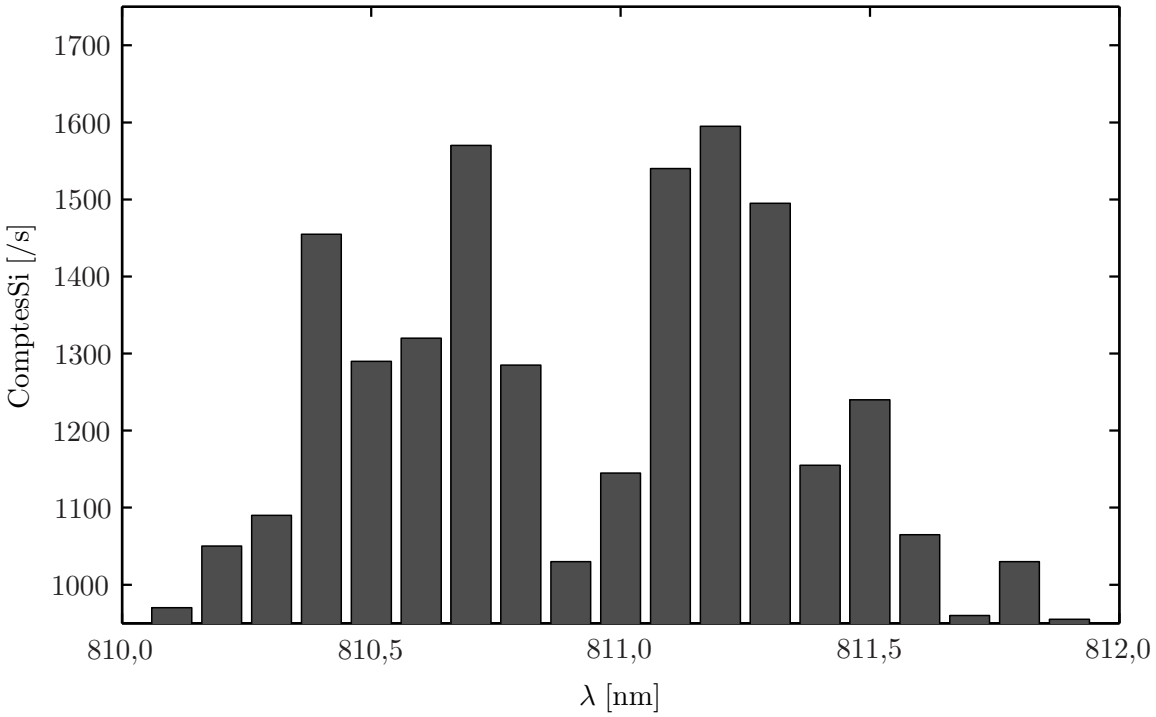


FIGURE 4.9 Spectre du signal d'annonce, le bruit de fond est évalué à 950 comptes par seconde (limite inférieure du graphique).

4.5 Montage de caractérisation

Parler de source quantique est, à ce stade, prématuré puisque les résultats préliminaires peuvent être décrits aussi bien par une théorie ondulatoire de la lumière que par le formalisme quantique. En effet, les propriétés de corrélation du premier ordre, donnant lieu aux phénomènes d'interférence, sont prédites par les deux formalismes. Cependant, il existe un désaccord entre les deux formalismes dans les corrélations de deuxième ordre telle qu'elles peuvent être observées à l'aide d'un montage d'Hanbury Brown et Twiss (HBT) (voir Walls et Milburn, 2008, Chapitre 3).

Le montage HBT représenté à la figure 4.10 permet de déterminer si une source émet un seul photon à la fois. Si tel est le cas, le photon déclenche un seul des détecteurs à la

fois ; aucune coïncidence de détection ne peut arriver. Si, par contre, une impulsion contient deux photons ou plus, il existe une probabilité supérieure ou égale à 50 % que les deux détecteurs reçoivent au moins un photon. En pratique, l'efficacité quantique limitée et les comptes obscurs des détecteurs réels compliquent quelque peu l'interprétation des statistiques de détections et de coïncidences.

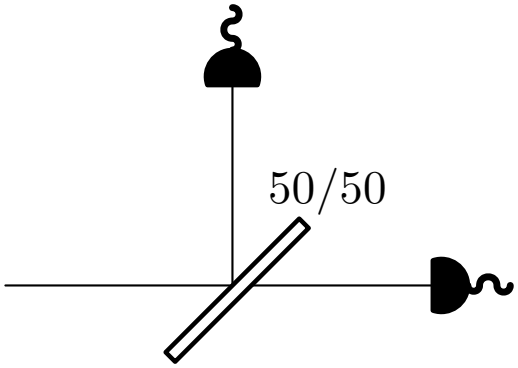


FIGURE 4.10 Schéma de principe d'un montage d'Hanbury Brown et Twiss

La sortie du signal annoncé étant dans une fibre unimodale [Corning SMF-28], on réalise l'interféromètre à partir d'un coupleur 50/50 insensible en longueur d'onde et de modules de détection connectorisés [IdQuantique id201-SMF-STD]. Les détecteurs basés sur des diodes InGaAs à avalanche en mode Geiger permettent la détection de photons autour de la longueur d'onde de $\lambda = 1,55\mu$m avec une efficacité quantique d'environ 10%. Les détecteurs ne sont polarisés en inverse, au-dessus du point de rupture, que pendant une fenêtre de 5 ns. Ce régime de fonctionnement permet de réduire les probabilités d'auto-déclenchement [3]. Cette activation est conditionnelle à l'arrivée du signal d'annonce provenant de la source. Après un déclenchement, les détecteurs sont désactivés durant 1 µs. Pour chaque fenêtre d'activation, les modules de détection renvoient leurs états de détection et un signal de confirmation d'activation. Ne sont enregistrés que les événements où la disponibilité des deux détecteurs est confirmée. Les états de détection sont enregistrés dans un "Time-to-Digital Converter" (TDC) qui enregistre l'arrivée relative des signaux de détection par rapport au signal de déclenchement. Un ordinateur doit interroger régulièrement l'appareil pour en libérer la mémoire tampon et permettre une acquisition en continu. Cette acquisition peut durer aussi longtemps que désiré. L'analyse des résultats se fait par post-traitement sur le fichier de données produit par chaque acquisition.

3. Les comptes obscurs sont inférieurs à deux comptes pour dix-mille ouvertures.

4.6 Résultats et post-traitement

L'objectif principal de cette caractérisation est de confirmer la nature non classique de la source. Cette nature non classique est confirmée par le critère du coefficient $g^{(2)}(\tau = 0)$ que nous présentons dans la section qui suit. D'autres critères servent à l'évaluation des performances et y sont aussi présentés.

4.6.1 Paramètre $g^{(2)}(0)$

Pour confirmer la nature quantique de la source, les photons émis à 1550 nm sont injectés dans un montage de Hanbury Brown et Twiss. Le critère est fondé sur la valeur du paramètre de corrélation du deuxième ordre normalisé $g^{(2)}(\tau)$ entre les signaux détectés simultanément ($\tau = 0$) par les deux détecteurs InGaAs ([DetA] et [DetB]) aux deux sorties du coupleur (Fig. 4.7).

La définition générale de $g^{(2)}(\tau)$ est :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t)\rangle}{\langle E^\star(t)E(t)\rangle^2}. \tag{4.1}$$

Il peut être démontré par les inégalités de Schwartz que tout signal classique suivant processus stochastique respecte la condition $g^{(2)}(\tau) \geq 1$, (Walls et Milburn, 2008). La définition correspondante de ce paramètre suivant le formalisme quantique est

$$g^{(2)}(\tau = 0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a}\hat{a}\rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}\rangle^2}. \tag{4.2}$$

Cette dernière forme est intéressante ; elle nous dit que pour un état nombre $|n\rangle$, $g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}$. Une véritable source de photon uniques donne donc un g_2 nul tandis qu'une source fortement atténué produisant un état cohérent $|\alpha\rangle$ donne $g_2 = 1$. Dans notre configuration expérimentale où l'axe du temps et les signaux prennent des valeurs discrètes, ce paramètre dépend des probabilités conditionnelles à un événement, soit

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{A\cap B|\mathrm{Si}}}{P_{A|\mathrm{Si}} \cdot P_{B|\mathrm{Si}}} = \frac{N_{AB|\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{Si}}}{N_{A|\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{Si}} \cdot N_{B|\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{Si}}} = \frac{N_{AB|\mathrm{Si}} \cdot N_{\mathrm{Si}}}{N_{A|\mathrm{Si}} \cdot N_{B|\mathrm{Si}}} \tag{4.3}$$

où $N_{A|\mathrm{Si}}$ et $N_{B|\mathrm{Si}}$ sont les comptes des détecteurs [DetA] et [DetB], $N_{AB|\mathrm{Si}}$ est le nombre de coïncidences de détection et N_{Si} est le nombre d'événements. Il y a événement lorsqu'un compte sur le détecteur au silicium est enregistré et que les détecteurs InGaAs ont tous deux confirmé leur disponibilité. Il y a coïncidence lorsque les deux détecteurs sont déclenchés par une même annonce. La nature indivisible du photon rend impossible l'excitation simul-

tanée des deux détecteurs. Ces coïncidences sont principalement générées par la présence de plusieurs photons dans une même fenêtre de détection. Il faut donc limiter la puissance de pompe pour rester dans une plage où le débit de production de photons est acceptable. Suivant l'équation 4.3, la valeur du coefficient $g^{(2)}(0)$ a été déterminée à différents régimes de puissance de pompe. La figure 4.11 présente les résultats obtenus. La courbe théorique qui accompagne les résultats expérimentaux est calculée suivant le raisonnement présenté en annexe.

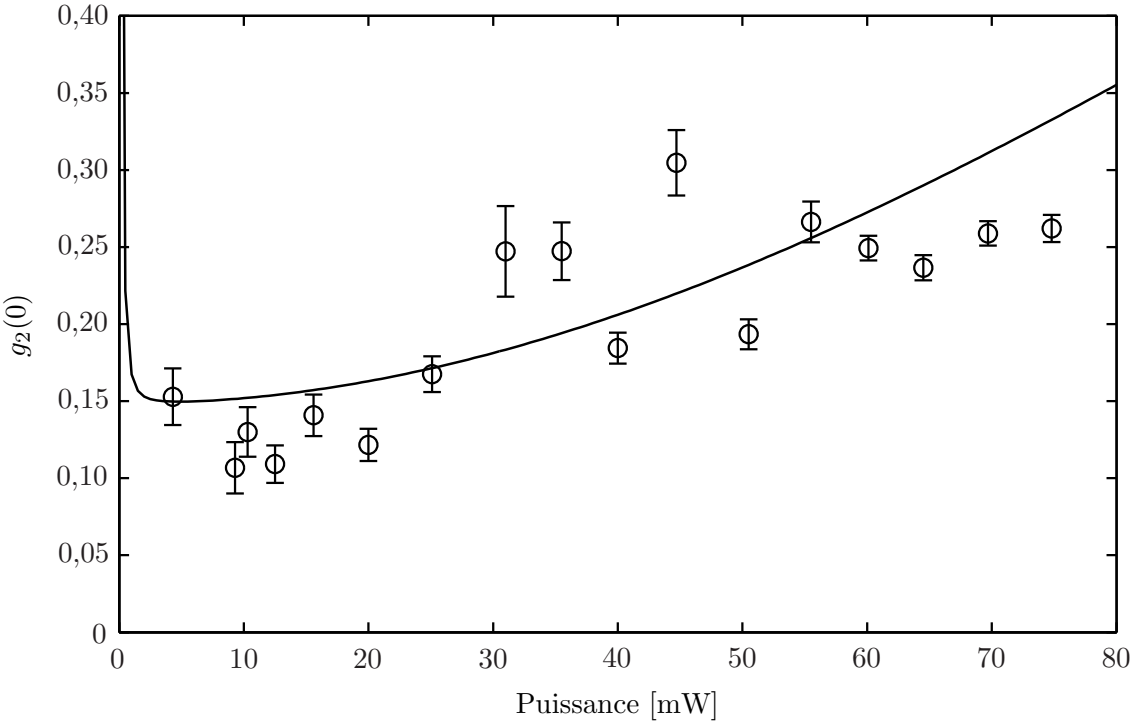


FIGURE 4.11 Paramètre $g^{(2)}(0)$ en fonction de la puissance moyenne injectée. Les barres d'erreur correspondent à un écart-type en admettant que les variables $N_{A|\mathrm{Si}}$, $N_{B|\mathrm{Si}}$ et $N_{AB|\mathrm{Si}}$ sont aléatoires et suivent une loi binomiale avec N_{Si} tirages.

La nature non classique de la source est confirmée par la valeur de $g^{(2)}(0)$ inférieure à 1 sur toute la plage de puissance de pompe explorée. La probabilité de générer des impulsions multiphotons augmente avec la puissance injectée. La présence de plusieurs photons dans une même fenêtre de temps augmente la valeur de $g^{(2)}(0)$, tel qu'observé sur la figure 4.11. La source permet de trouver un compromis entre la fiabilité et un plus grand débit de production de photons. Pour apprécier les ordres de grandeur en jeu, le tableau 4.2 regroupe les taux de détection, le taux d'annonce et les probabilités de coïncidences par fenêtre de détection pour quelques puissances de pompe pour lesquelles la nature quantique de la source est confirmée. Le taux d'annonce correspond au signal de déclenchement que produirait la source, sachant

que le système de détection en aval est disponible. Le taux de détection T_{InGaAs} représente un événement où un des détecteurs InGaAs est déclenché. La grande disparité entre les deux taux est attribuable aux pertes sur la ligne 1550 nm et au temps mort du détecteur.

TABLEAU 4.2 Débit d'annonces, de détections et probabilité de coïncidences pour différentes puissances de pompe.

Puissance [mW]	T_{Si} [kHz]	T_{annonce} [kHz]	T_{InGaAs} [Hz]	Coïncidences P_{AB}
4,3	5,4	5,2	15	$1,1 \cdot 10^{-6}$
10,3	29,4	28,4	89	$1,2 \cdot 10^{-6}$
20,1	89,2	83,1	268	$1,3 \cdot 10^{-6}$
40,0	375	362	800	$1,6 \cdot 10^{-6}$
74,8	1080	582	1851	$2,9 \cdot 10^{-6}$

4.6.2 Compilation des coïncidences différées

D'autres méthodes d'analyse permettent démontrer la nature non classique de la source. Par exemple, à chaque acquisition un histogramme tel que présenté à la figure 4.12a peut être produit. Cet histogramme compile le nombre d'occurences où il se déroule exactement ΔN événement(s), après une détection en A, avant que ne survienne une détection en B. Un ΔN négatif signifie simplement que la détection en A est postérieure à celle en B. Une valeur $g^{(2)} = 1$ indique que les signaux sont non corrélés. La nature quantique de la source se manifeste lorsque l'on produit un « volcan » ayant un affaissement au centre $\Delta N = 0$. Le rythme de la décroissance « exponentielle » des lobes dépend des probabilités de génération de photons à chaque impulsion et de l'efficacité de la ligne du signal. Une absence d'occurrences en $\Delta N = 0$ combinée à une forte décroissance exponentielle indique une bonne performance de la source. Dans notre cas, cette décroissance se fait lentement sur plusieurs centaines de fenêtre de détection ce qui est révélateur d'une faible efficacité globale de détection. Une faible efficacité attribuable à l'important problème de perte sur la ligne du signal. Cette problématique serait d'avantage mis en évidence après l'analyse présentée à la section suivante.

Les mêmes données peuvent être vues sous un autre angle en décalant les fenêtres de détection entre A et B. Les états de détections entre A et B deviennent alors des événements complètement indépendants. Suivant la relation 4.3, les probabilités associées à des événements indépendants donnent un $g_2 = 1$. Ce type d'analyse permet de s'assurer qui n'y a pas eu d'erreur systématique dans l'aquistition de données et permet de valider chaque ronde d'acquisition. La figure 4.12b en donne un exemple.

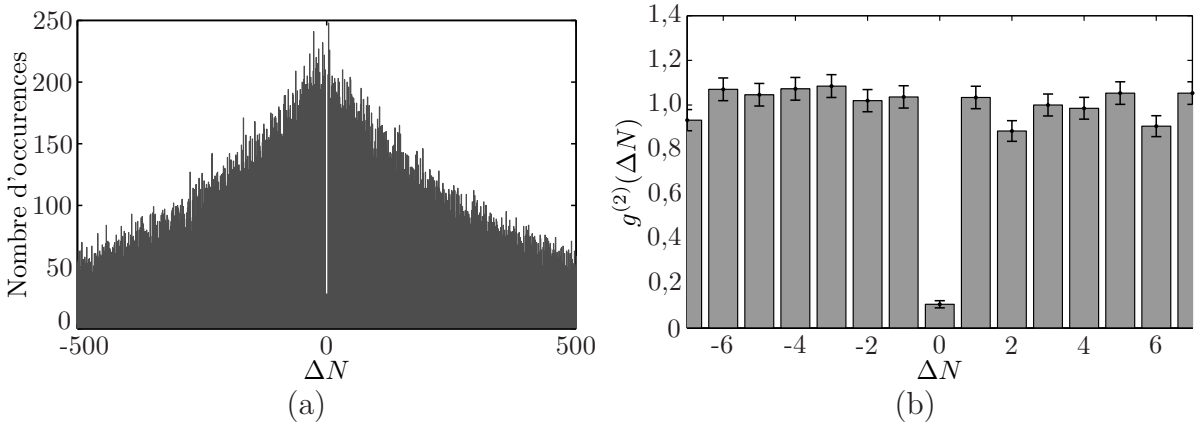


FIGURE 4.12 (a) Histogramme compilant le nombre d'occurrences où ΔN événement(s) après une détection en A furent nécessaires pour qu'il y ait une détection en B ; (b) Paramètre $g^{(2)}$ en fonction du décalage des fenêtres de détection. Une valeur de ΔN négative signifie que la détection en A est postérieure à celle en B. Une valeur $g^{(2)} = 1$ indique que les signaux sont non corrélés.

4.6.3 Décomposition en états nombre

À défaut de pouvoir déterminer l'état quantique, nous pouvons extraire suffisamment d'information de nos données pour établir la distribution de photons par fenêtre de détection. Le rayonnement d'un laser qui est pompée largement au dessus de son seuil approche l'état cohérent que l'on appelle également état semi classique. Cet état se décompose en états nombres suivant la formule

$$|\alpha\rangle = e^{\frac{-|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \,. \tag{4.4}$$

De cette formule, nous pouvons extraire les probabilités de mesurer n photon(s) pour une source émettant μ photons en moyenne par impulsion :

$$P(n) = \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!}. \tag{4.5}$$

Cette distribution qu'on appelle la distribution de Poisson est illustrée à la figure 4.13 pour deux valeurs de μ. Dans l'approximation où $\mu \ll 1$, les probabilités de détection qui nous intéressent deviennent :

$$P(0) = e^{-\mu} \approx 1 - \mu + \frac{\mu^2}{2}, \tag{4.6}$$

$$P(1) = \mu e^{-\mu} \approx \mu - \mu^2, \tag{4.7}$$

$$P(n > 1) = 1 - P(0) - P(1) \approx \frac{\mu^2}{2}. \tag{4.8}$$

Par conséquent, la proportion d'impulsions contenant plus d'un photon envoyée par une source suivant une distribution de Poisson est

$$P(n > 1 \mid n > 0) \approx \frac{\mu}{2}. \tag{4.9}$$

Ce résultat suggère qu'il faille garder μ très faible pour limiter l'émission de plusieurs photons dans une même fenêtre de temps. Ceci ne se fait pas sans accroître la composante du vide c'est-à-dire sans augmenter la proportion de fenêtre de temps vide. L'ouverture des détecteurs sur des fenêtres de temps ne contenant pas de photons accroît l'exposition au bruit et les chances de produire des comptes obscurs. Le principe d'une source de photons annoncés est de générer une annonce lorsqu'au moins un photon est présent sur la ligne du signal. En effet, lorsqu'aucun photon n'est produit, aucune annonce n'est faite ; le montage placé en aval de la source n'est alors pas activé et la composante du vide disparaît. Il arrive cependant que ce photon de signal annoncé soit perdu à l'intérieur de la source. Alors, on doit prendre la composante du vide en compte. On cherchera donc à comparer les performances de notre source de photons annoncés avec une source cohérente fortement atténuée émettant le même nombre de photons en moyenne. Le tableau 4.3 présente les distributions de probabilité du nombre de photons par fenêtre de détection entre nos deux sources. Une légère amélioration sur la composante du vide se fait malgré les pertes encourues sur la ligne 1550 nm. Cette amélioration pourrait être plus importante encore, en réduisant les pertes optiques sur la ligne du signal annoncé. Ces pertes proviennent essentiellement de notre solution de filtrage qui n'est pas adaptée à la largeur du spectre.

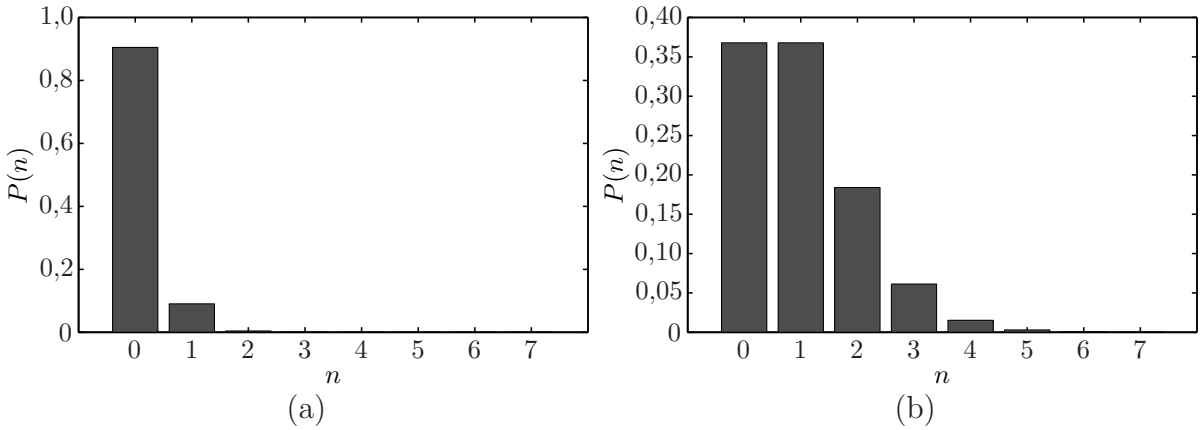


FIGURE 4.13 Distribution de Poisson pour (a) $\mu = 0,1$ (b) $\mu = 1$

TABLEAU 4.3 Probabilités, P_n^{Att} pour une source atténuée et P_n^{Ann} pour source annoncée, d'avoir n photons dans une fenêtre de temps.

n	P_n^{Att}	P_n^{Ann}
0	0,997	0,972
1	0,0026	0,028
2	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$
3	$3,1 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-11}$

4.6.4 Rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels

Une dernière analyse, essentielle à la caractérisation du rayonnement, demande d'évaluer la quantité de bruit présente dans le signal émis. Afin d'y parvenir, il suffit de comparer le rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels (CAR) [4] théorique et expérimental. La figure 4.14 illustre cette comparaison. Plusieurs valeurs de CAR sont obtenues pour différentes puissances de pompe. Les comptes corrélés correspondent aux taux de détection lorsque le détecteur est synchronisé sur l'impulsion ayant produit l'annonce. En revanche, les comptes accidentels sont obtenus en synchronisant le détecteur sur une impulsion antérieure ou postérieure à l'annonce.

Une analyse des probabilités permet de prédire les résultats du CAR pour des valeurs de bruit et d'efficacité quantiques données sur la ligne du signal et de l'annonce. La probabilité qu'une fenêtre de détection contienne une annonce est définie comme :

$$P_{\text{Si}} = e^{-\mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\mu^n}{n!} \left[1 - (1 - d_{\text{Si}})(1 - \eta_{\text{Si}}^n)\right] = 1 - (1 - d_{\text{Si}}) e^{-\mu\eta_{\text{Si}}} \tag{4.10}$$

où $d_{\text{Si}} = 3 \cdot 10^{-7}$ est la probabilité d'avoir un compte obscur et $\eta_{\text{Si}} = 0,8$ représente l'efficacité quantique totale de la ligne d'annonce. La probabilité que cette même fenêtre de temps contienne une détection corrélée sur la branche du signal est,

$$\begin{aligned} P_{\text{C}} = e^{-\mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\mu^n}{n!} (1 - \bar{d}_{\text{Si}} \bar{\eta}_{\text{Si}}^n)(1 - \bar{d}_{\text{Si}} \bar{\eta}_{\text{Si}}^n) \\ 1 - \bar{d}_{\text{Si}} \bar{\eta}_{\text{Si}} e^{-\mu\eta_{\text{Si}}} - \bar{d}_{\text{S}} \bar{\eta}_{\text{S}} e^{-\mu\eta_{\text{S}}} + \bar{d}_{\text{Si}} \bar{d}_{\text{S}} e^{-\mu(\eta_{\text{Si}} + \eta_{\text{S}} - \eta_{\text{Si}}\eta_{\text{S}})}. \end{aligned} \tag{4.11}$$

Le symbole $\bar{d}_{\text{S}}$ équivaut $1 - d_{\text{S}}$ de même que $\bar{\eta}_{\text{S}}$ sert à exprimer $1 - \eta_{\text{S}}$. d_{S} représente la probabilité d'avoir un compte obscur et $\eta_{\text{S}} = 0,024$ est l'efficacité quantique totale de la ligne du signal. Finalement, la probabilité que la fenêtre suivante (sachant qu'il a une annonce)

4. L'acronyme CAR provient du terme anglais « Coincidence-to-Accidental Ratio ».

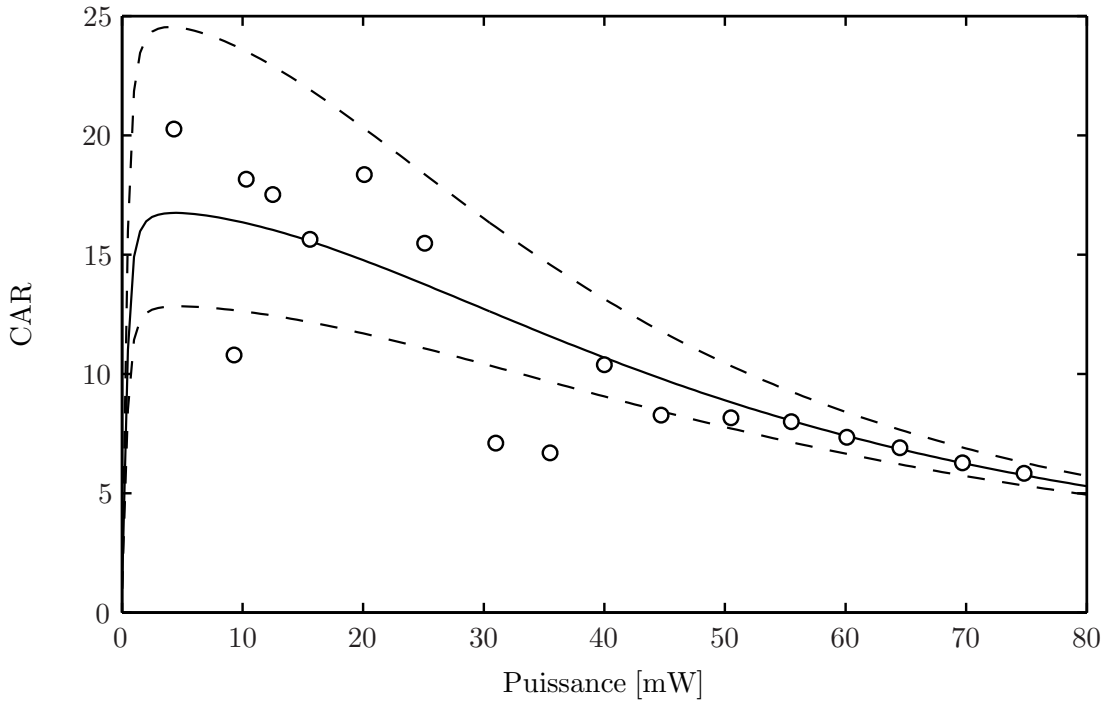


FIGURE 4.14 Valeurs expérimentales (cercles) du rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels (CAR) en fonction de la puissance moyenne injectée. La courbe théorique continue correspond à un niveau de $d_s = 1,5 \cdot 10^{-4}$ comptes par ouverture. Les courbes en tiret correspondent à une déviation de $0,5 \cdot 10^{-4}$ de cette valeur. Une augmentation du bruit réduit le rapport des comptes corrélés sur les comptes accidentels.

contienne une détection est,

$$P_{\mathrm{A}} = e^{-\mu} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\mu^n}{n!} \left[1 - \bar{d}_{\mathrm{S}} \bar{\eta}_{\mathrm{S}}^n\right] = 1 - \bar{d}_{\mathrm{S}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{S}}}. \tag{4.12}$$

Suivant ces définitions, le rapport des comptes corrélés sur comptes accidentels s'écrit :

$$\mathrm{CAR} = \frac{P_{\mathrm{C|Si}}}{P_{\mathrm{A|Si}}} = \frac{\frac{P_{\mathrm{C}}}{P_{\mathrm{Si}}}}{P_{\mathrm{A|Si}}}. \tag{4.13}$$

Ce résultat nous permet de déterminer le bruit sur le signal. D'après la figure 4.14, une courbe tracée en supposant une valeur de d_{S} égale à 1,5 comptes par seconde concorde avec les résultats expérimentaux. Cette valeur correspond précisément au taux de comptes obscurs par ouverture du détecteur InGaAs utilisé. Le bruit à la sortie de la source est, par conséquent, négligeable.

4.7 Autres mesures

Moyennant des modifications au montage expérimental, d'autres mesures présentées dans la littérature auraient pu être effectuées. Ces mesures permettraient de déterminer les probabilités de comptes par impulsion, les probabilités de coïncidence différée pour obtenir un $g^{(2)}(\tau \neq 0)$ ou encore faire une reconstruction des états nombres en faisant varier les pertes entre deux acquisitions successives (Zambra *et al.*, 2005). Il aurait également été possible de mesurer la densité de probabilité conjointe du spectre du photon signal avec son complémentaire (Söller *et al.*, 2009). La validation de ces concepts théoriques représente un intérêt certain pour un expérimentateur. Toutefois, les résultats présentés ici satisfont amplement les objectifs préalablement fixés.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

5.1 Synthèse des travaux

Les travaux entrepris et présentés dans ce document ont mené à la conception et à la caractérisation expérimentale d'une source de photons annoncés. Les photons sont générés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée pompée à 1064 nm. La fibre génère des paires à 810 et 1550 nm sur une bande étroite (environ 2 nm à 810 nm). Le photon à 810 nm est dans la plage d'absorption du silicium et peut servir de signal d'annonce pour le photon 1550 nm. Il y a concordance entre les résultats théoriques des calculs préliminaires et les résultats obtenus expérimentalement. Le caractère non classique de la source à 1550 nm a été confirmé par la mesure du coefficient de corrélation du deuxième ordre des photons détectés à la sortie d'un montage Hanbury Brown et Twiss. D'autres analyses des données sont venu confirmer cette conclusion. La source peut être utilisée comme source de photons uniques à 1550 nm annoncés par les photons à 810 nm.

Finalement, il a été démontré qu'il était possible de réaliser une source de photons annoncés en exploitant un effet non linéaire dans une fibre microstructurée. Cette technique est un moyen relativement simple d'obtenir une source de photon émettant à 1550 nm et compatible avec toutes les expériences utilisant des fibres de télécommunication. Cette méthode est également moins coûteuse et nécessite moins d'entretien que les différentes méthodes mentionnées aux chapitre 2. Toutefois, il faut admettre que les méthodes plus complexes exploitent des mécanismes de saturation de l'émetteur qui permettent de réduire sensiblement la composante multiphoton dans le signal. À cet effet, les diodes électroluminescentes à photons uniques semblent être une avenue très prometteuse une fois que seront mieux maîtrisés les procédés de microfabrication entourant leur conception.

5.2 Limitations de la solution proposée

Les résultats préliminaires ont prouvé la fonctionnalité et la nature non classique de la source. Toutefois, certaines lacunes sur le plan des performances ont été identifiées au niveau des pertes sur le signal transmis. À la lumière des résultats obtenus, il s'avère plus important

de filtrer la ligne d'annonce que la ligne du signal, les pertes sur cette dernière étant moins pénalisantes sur les performances du montage. Certaines améliorations sont à apporter sur la longueur et la disposition du milieu de conversion pour réduire la largeur spectrale des signaux générés. Une autre limitation du montage est qu'il ne permet que d'obtenir les probabilités de détections conditionnelles à une annonce. Il serait intéressant de caractériser le signal en fonction des impulsions émises par la pompe plutôt que par les photons présents sur la lignes 810 nm. Il serait également intéressant de caractériser la ligne 810 nm comme nous l'avons fait pour la ligne du signal 1550 nm. Toutefois cette étape requiert d'adapter notre propre électronique d'acquisition de données pour ces différents modules de détections. Notons finalement que le principe même d'une source de photons annoncés généré par des effets non linéaires a des limites fondamentales de performances. Les imperfections sur la pompe sont transmises au signal généré. Le concept a cependant le mérite d'être réalisable avec les moyens et les technologies actuels. Outre le développement d'un savoir-faire dans la manipulation de signaux à l'échelle du photon, les applications immédiates d'une source de photons uniques demeurent limitées.

5.3 Améliorations et débouchés futurs

L'utilité immédiate dérivant des travaux actuels serait de tester le bon fonctionnement d'instruments de mesure au niveau quantique, notamment des montages personnalisés de détection, d'électroniques d'acquisition ou d'un monochromateur à faibles pertes. De plus, certaines configurations expérimentales permettraient de valider ou d'invalider certains modèles théoriques et ainsi consolider notre compréhension de l'optique quantique. Une des principales difficultés rencontrée en information quantique utilisant des photons provient de la faible interaction qu'ont les photons entre eux. Cette difficulté se contourne en utilisant l'effet de coalescence des photons. En effet, il a été démontré, en principe, qu'il était possible d'effectuer une opération logique sur deux photons sans recourir aux effets non linéaires (Knill *et al.*, 2001). Ce schéma d'opération demande cependant d'utiliser deux photons intermédiaires (qbits ancillaires) pour réussir une telle opération. On peut donc se permettre de fixer comme suite aux travaux présentés ici de procéder à la réalisation expérimentale d'une porte logique à deux photons.

RÉFÉRENCES

ACHILLES, D., SILBERHORN, C., SLIWA, C., BANASZEK, K. et WALMSLEY, I. A. (2003). Fiber-assisted detection with photon number resolution. *Optics Letters*, 28, 2387–9.

AGRAWAL, G. (2010). *Nonlinear fiber optics*. Academic Press.

ASPECT, A., GRANGIER, P. et ROGER, G. (1981). Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 47, 460–463.

BENSON, O., SANTORI, C., PELTON, M. et YAMAMOTO, Y. (2000). Regulated and entangled photons from a single quantum Dot. *Physical Review Letters*, 84, 2513–6.

BEUGNON, J., JONES, M. P. A., DINGJAN, J., DARQUIÉ, B., MESSIN, G., BROWAEYS, A. et GRANGIER, P. (2006). Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms. *Nature*, 440, 779–82.

BIRKS, T. A., KNIGHT, J. C., RUSSELL, P. S. et ATKIN, D. M. (1997). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 22, 484–5.

BOYD, R. W. (2003). *Nonlinear optics*. Academic Press.

BRUNEL, C., LOUNIS, B., TAMARAT, P. et ORRIT, M. (1999). Triggered Source of Single Photons based on Controlled Single Molecule Fluorescence. *Physical Review Letters*, 83, 2722–2725.

BURES, J. (2009). *Optique guidée : Fibres optiques et composants passifs tout-fibre*. Presses internationales Polytechnique.

BURNHAM, D. et WEINBERG, D. (1970). Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs.

CHEN, J., PEARLMAN, A. J., LING, A., FAN, J. et MIGDALL, A. L. (2009). A versatile waveguide source of photon pairs for chip-scale quantum information processing. *Optics Express*, 17, 6727–40.

CLAUSER, J. (1974). Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. *Physical Review D*, 9, 853–860.

DIXON, A. R., DYNES, J. F., YUAN, Z. L., SHARPE, A. W., SHIELDS, A. J. et BENNETT, A. J. (2009). Ultrashort dead time of photon-counting InGaAs avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters*, 94, 231113.

DYER, S. D., STEVENS, M. J., BAEK, B. et NAM, S. W. (2008). High-efficiency, ultra low-noise all-fiber photon-pair source. *Optics Express*, 16, 9966–77.

FASEL, S., ALIBART, O., TANZILLI, S., BALDI, P., BEVERATOS, A., GISIN, N. et ZBINDEN, H. (2004). High-quality asynchronous heralded single-photon source at telecom wavelength. *New Journal of Physics*, 6, 163–163.

FIORENTINO, M., VOSS, P., SHARPING, J. et KUMAR, P. (2002). All-fiber photon-pair source for quantum communications. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14, 983–985.

FITCH, M., JACOBS, B., PITTMAN, T. et FRANSON, J. (2003). Photon-number resolution using time-multiplexed single-photon detectors. *Physical Review A*, 68, 1–6.

FRIEDLER, I., SAUVAN, C., HUGONIN, J. P., LALANNE, P., CLAUDON, J. et GÉRARD, J. M. (2009). Solid-state single photon sources : the nanowire antenna. *Optics Express*, 17, 2095–110.

GÉRARD, J. M., SERMAGE, B., GAYRAL, B., LEGRAND, B., COSTARD, E. et THIERRY-MIEG, V. (1998). Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity. *Physical Review Letters*, 81, 1110–1113.

GISIN, N. et THEW, R. (2007). Quantum Communication. *Nature Photonics*, 1 165–171.

HALDER, M., FULCONIS, J., CEMLYN, B., CLARK, A., XIONG, C., WADSWORTH, W. J. et RARITY, J. G. (2009). Nonclassical 2-photon interference with separate intrinsically narrowband fibre sources. *Optics Express*, 17, 4670–6.

HONG, C. et MANDEL, L. (1986). Experimental realization of a localized one-photon state.

IMAMOGLU, A. et YAMAMOTO, Y. (1994). Turnstile Device for Heralded Single Photons : Coulomb blockade of electron and hole tunneling in quantum confined p-i-n heterojunctions. *Physical Review Letters*, 72.

IMOTO, N., HAUS, H. et YAMAMOTO, Y. (1985). Quantum nondemolition measurement of the photon number via the optical Kerr effect. *Physical Review A*, 32, 2287–2292.

KIM, J., BENSON, O., KAN, H. et YAMAMOTO, Y. (1999). A single-photon turnstile device. *Nature*, 397, 318–328.

KIMBLE, H., DAGENAIS, M. et MANDEL, L. (1977). Photon Antibunching in Resonance Fluorescence. *Physical Review Letters*, 39, 691–695.

KNILL, E., LAFLAMME, R. et MILBURN, G. J. (2001). A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature*, 409, 46–52.

KUDLINSKI, A., PUREUR, V., BOUWMANS, G. et MUSSOT, A. (2008). Experimental investigation of combined four-wave mixing and Raman effect in the normal dispersion regime of a photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 33, 2488–90.

KUMAR, P., LEE, K. F., CHEN, J., LIANG, C., LI, X. et VOSS, P. L. (2006). Generation of high-purity telecom-band entangled photon pairs in dispersion-shifted fiber. *Optics Letters*, 31, 1905–7.

LOUNIS, B. et MOERNER, W. E. (2000). Single photons on demand from a single molecule at room temperature. *Nature*, 407, 491–3.

MANDEL, L. et WOLF, E. (1995). *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press.

MUNRO, W., NEMOTO, K., BEAUSOLEIL, R. et SPILLER, T. (2005). High-efficiency quantum-nondemolition single-photon-number-resolving detector. *Physical Review A*, 71, 8–11.

MURDOCH, S. G., LEONHARDT, R. et HARVEY, J. D. (1995). Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers. *Optics Letters*, 20, 866–8.

RARITY, J. G., FULCONIS, J., DULIGALL, J., WADSWORTH, W. J. et RUSSELL, P. (2005). Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs. *Optics Express*, 13, 534–44.

ROSENBERG, D., LITA, A., MILLER, A. et NAM, S. (2005). Noise-free high-efficiency photon-number-resolving detectors. *Physical Review A*, 71, 1–4.

SANTORI, C., PELTON, M., SOLOMON, G., DALE, Y. et YAMAMOTO, Y. (2001). Triggered single photons from a quantum dot. *Physical Review Letters*, 86, 1502–1505.

SCARANI, V., ACíN, A., RIBORDY, G. et GISIN, N. (2004). Quantum Cryptography Protocols Robust against Photon Number Splitting Attacks for Weak Laser Pulse Implementations. *Physical Review Letters*, 92.

SHARPING, J., FIORENTINO, M. et KUMAR, P. (2001). Observation of twin-beam-type quantum correlation in optical fiber. *Optics Letters*, 26, 367369.

SHI, X., VALENCIA, A., HENDRYCH, M. et TORRES, J. P. (2008). Generation of indistinguishable and pure heralded single photons with tunable bandwidth. *Optics Letters*, 33, 875–7.

SIMON, C. et IRVINE, W. (2003). Robust Long-Distance Entanglement and a Loophole-Free Bell Test with Ions and Photons. *Physical Review Letters*, 91, 1–4.

SÖLLER, C., BRECHT, B., MOSLEY, P. J., ZANG, L., PODLIPENSKY, A., JOLY, N. Y., RUSSELL, P. S. et SILBERHORN, C. (2009). Bridging Visible and Telecom Wavelengths with a Single-Mode Broadband Photon Pair Source.

SOUJAEFF, A., TAKEUCHI, S., SASAKI, K., HASEGAWA, T. et MATSUI, M. (2007). Heralded single photon source at 1550 nm from pulsed parametric down conversion. *Journal of Modern Optics*, 54, 467–471.

STOLEN, R. et BJORKHOLM, J. (1982). Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18, 1062–1072.

STRAUF, S., STOLTZ, N. G., RAKHER, M. T., COLDREN, L. A., PETROFF, P. M. et BOUWMEESTER, D. (2007). High-frequency single-photon source with polarization control. *Nature Photonics*, 1, 704–708.

SVELTO O. (1989). *Principles of Lasers, 3rd ed.* Springer.

TANZILLI, S., TITTEL, W., DE RIEDMATTEN, H., ZBINDEN, H., BALDI, P., DE-MICHELI, M., OSTROWSKY, D. B. et GISIN, N. (2002). PPLN waveguide for quantum communication. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics*, 18, 155–160.

THEW, R. T., TANZILLI, S., KRAINER, L., ZELLER, S. C., ROCHAS, A., RECH, I., COVA, S., ZBINDEN, H. et GISIN, N. (2006). Low jitter up-conversion detectors for telecom wavelength GHz QKD. *New Journal of Physics*, 8, 32–32.

TREUSSART, F., CLOUQUEUR, A., GROSSMAN, C. et ROCH, J. F. (2001). Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule embedded in a thin polymer film. *Optics Letters*, 26, 1504–6.

VIRALLY, S., LACROIX, S. et GODBOUT, N. (2010). Limits of heralded single-photon sources based on parametric photon-pair generation. *Physical Review A*, 81, 1–5.

WAKS, E., DIAMANTI, E., SANDERS, B., BARTLETT, S. et YAMAMOTO, Y. (2004). Direct Observation of Nonclassical Photon Statistics in Parametric Down-Conversion. *Physical Review Letters*, 92, 1–4.

WALLS, D. (1979). Evidence for the quantum nature of light. *Nature*, 280, 451–454.

WALLS, D. et MILBURN, G. J. (2008). *Quantum Optics - Chapter 3.* Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.

YUAN, Z. L., KARDYNAL, B. E., SHARPE, A. W. et SHIELDS, A. J. (2007). High speed single photon detection in the near infrared. *Applied Physics Letters*, 91, 041114.

ZAMBRA, G., ANDREONI, A., BONDANI, M., GRAMEGNA, M., GENOVESE, M., BRIDA, G., ROSSI, A. et PARIS, M. (2005). Experimental Reconstruction of Photon Statistics without Photon Counting. *Physical Review Letters*, 95, 1–4.

ZENG, H. (2009). Photon-number-resolving detection based on InGaAs/InP avalanche photodiode in the sub-saturated mode. *Optics Express*, 17, 18782–18787.

ANNEXE A

NOTES SUR LE CALCUL THÉORIQUE DE $g^{(2)}(0)$

A.1 Notations

Les symboles servant au développement du calcul représentent :

- P_n : probabilité de produire n paires de photons par impulsion ;
- μ : nombre moyen de paires de photons par impulsion ;
- N_{r} : nombre de fenêtre de détection où une impulsion est présente et où les détecteurs A et B sont disponibles.
- N_{Si} : nombre de déclenchements du détecteur au silicium, les deux détecteurs étant prêts ;
- N_{A}, N_{B} : nombre de déclenchements du détecteur $\{\mathrm{A}, \mathrm{B}\}$;
- N_{AB} : nombre de coïncidences de détection entre A et B ;
- η_{Si} : efficacité quantique totale de la ligne d'annonce ;
- η_{A}, η_{B} : efficacité quantique totale de la branche du détecteur $\{\mathrm{A}, \mathrm{B}\}$;
- d_{Si} : probabilité d'avoir un compte obscur par impulsion sur le détecteur au silicium ;
- d_{A}, d_{B} : probabilité d'avoir un compte obscur par impulsion sur le détecteur $\{\mathrm{A}, \mathrm{B}\}$;

L'ajout d'une barre horizontale sur un symbole exprime la probabilité associée à l'événements inverse. Par exemple, la probabilité que le détecteur ne génère pas un compte obscur dans une fenêtre de détection est notée $\bar{d}_{\mathrm{Si}}$ et vaut exactement $1 - d_{\mathrm{Si}}$. Les valeurs de chacune de ses variables peuvent être déterminées expérimentalement. Précisons que l'expression « compte obcur » est utilisée ici dans un sens très large. Un compte obscur représente aussi bien une thermo-ionisation accidentelle du détecteur que de la détection d'un photon de bruit.

A.2 Probabilités de détection

Supposons que notre acquisition comporte N_{r} fenêtres de détection où tous les détecteurs sont disponibles. L'impulsion associée à chacune de ces fenêtres de détection est susceptible de générer une annonce, sauf si la totalité des n photons d'annonce contenus dans cette impulsion

ne sont pas détectés. Même dans cette éventualité, il est toujours possible qu'une annonce soit générée suite à un compte obscur du détecteur au silicium. Le nombre d'impulsion annoncées attendues est donc :

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{Si}} =& N_{\mathrm{r}} \left[\sum_{n=0}^{+\infty} P_n (1 - \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n) \bar{d}_{\mathrm{Si}} + d_{\mathrm{Si}} \right] \\ =& N_{\mathrm{r}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (1 - \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n \bar{d}_{\mathrm{Si}}) \\ =& N_{\mathrm{r}} \bar{d}_{\mathrm{Si}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n. \end{aligned} \tag{A.1}$$

Il y aura une détection dans la branche A à moins qu'aucune annonce ne soit produite ou alors qu'aucun des n photons de signal ne soit détecté. Encore une fois, le détecteur peut être déclenché accidentellement et cette occurrence sera comptabilisée dans le nombre de détections. Suivant ce raisonnement, le nombre de détection dans la branche A est définit comme,

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{A}} =& N_{\mathrm{r}} \left[1 - \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n \bar{d}_{\mathrm{Si}} - \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{A}}^n \bar{d}_{\mathrm{A}} + \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{d}_{\mathrm{Si}} \bar{d}_{\mathrm{A}} (\bar{\eta}_{\mathrm{Si}} \bar{\eta}_{\mathrm{A}})^n \right] \\ =& N_{\mathrm{r}} \left[1 - \bar{d}_{\mathrm{Si}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n - \bar{d}_{\mathrm{A}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{A}}^n + \bar{d}_{\mathrm{Si}} \bar{d}_{\mathrm{A}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (\bar{\eta}_{\mathrm{Si}} \bar{\eta}_{\mathrm{A}})^n \right]. \end{aligned} \tag{A.2}$$

Le résultat est identique pour N_{B}. Un raisonnement similaire peut être fait pour déterminer le nombre de coïncidences. Le résultat est donné à l'équation A.3.

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{AB}} = N_{\mathrm{r}} \Bigg[& 1 - \bar{d}_{\mathrm{Si}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{Si}}^n - \bar{d}_{\mathrm{A}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{A}}^n - \bar{d}_{\mathrm{B}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n \bar{\eta}_{\mathrm{B}}^n \\ & + \bar{d}_{\mathrm{Si}} \bar{d}_{\mathrm{A}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (\bar{\eta}_{\mathrm{Si}} \bar{\eta}_{\mathrm{A}})^n + \bar{d}_{\mathrm{Si}} \bar{d}_{\mathrm{B}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (\bar{\eta}_{\mathrm{Si}} \bar{\eta}_{\mathrm{B}})^n \\ & + \bar{d}_{\mathrm{A}} \bar{d}_{\mathrm{B}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (1 - \eta_{\mathrm{A}} - \eta_{\mathrm{B}})^n - \bar{d}_{\mathrm{Si}} \bar{d}_{\mathrm{A}} \bar{d}_{\mathrm{B}} \sum_{n=0}^{+\infty} P_n (\bar{\eta}_{\mathrm{Si}} (1 - \eta_{\mathrm{A}} - \eta_{\mathrm{B}}))^n \Bigg]. \end{aligned} \tag{A.3}$$

A.3 Source suivant une distribution de Poisson

Suivant l'hypothèse que la source de paires de photons obéit à une distribution de Poisson, la probabilité de produire n paires de photons à l'intérieur d'une impulsion est :

$$P_n = e^{-\mu}\frac{\mu^n}{n!}. \tag{A.4}$$

Cette relation ne dépend que nombre moyen $\mu = \langle n \rangle$ de paires de photons par impulsion. Cette valeur est déterminé théoriquement suivant la relation 3.54. Suivant ces relations pour P_n, les équations A.1, A.2 et A.3 deviennent :

$$\frac{N_{\mathrm{Si}}}{N_{\mathrm{r}}} = 1 - \bar{d}_{\mathrm{Si}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{Si}}}, \tag{A.5}$$

$$\frac{N_{\mathrm{A}}}{N_{\mathrm{r}}} = 1 - \bar{d}_{\mathrm{Si}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{Si}}} - \bar{d}_{\mathrm{A}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{A}}} - \bar{d}_{\mathrm{Si}}\bar{d}_{\mathrm{A}} e^{-\mu(1-\bar{\eta}_{\mathrm{Si}}\bar{\eta}_{\mathrm{A}})}, \tag{A.6}$$

$$\frac{N_{\mathrm{AB}}}{N_{\mathrm{r}}} = 1 - \bar{d}_{\mathrm{Si}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{Si}}} - \bar{d}_{\mathrm{A}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{A}}} - \bar{d}_{\mathrm{B}} e^{-\mu\eta_{\mathrm{B}}} + \bar{d}_{\mathrm{A}}\bar{d}_{\mathrm{B}} e^{-\mu(\eta_{\mathrm{A}}+\eta_{\mathrm{B}})} \tag{A.7}$$

$$+ \bar{d}_{\mathrm{Si}}\bar{d}_{\mathrm{A}} e^{-\mu(1-\bar{\eta}_{\mathrm{Si}}\bar{\eta}_{\mathrm{A}})} + \bar{d}_{\mathrm{Si}}\bar{d}_{\mathrm{B}} e^{-\mu(1-\bar{\eta}_{\mathrm{Si}}\bar{\eta}_{\mathrm{B}})} - \bar{d}_{\mathrm{Si}}\bar{d}_{\mathrm{A}}\bar{d}_{\mathrm{B}} e^{-\mu(1-\bar{\eta}_{\mathrm{Si}}(1-\eta_{\mathrm{A}}\eta_{\mathrm{B}}))}. \tag{A.8}$$

A.4 Valeur attendue de $g^{(2)}(0)$ et de son incertitude

Ces équations nous permettent de déterminer le $g^{(2)}(0)$ théorique en fonction de la puissance de pompe. Le $g^{(2)}(0)$ théorique attendu est,

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{A\cap B|\mathrm{Si}}}{P_{A|\mathrm{Si}} \cdot P_{B|\mathrm{Si}}} = \frac{(N_{\mathrm{Si}}/N_{\mathrm{r}})(N_{\mathrm{AB}}/N_{\mathrm{r}})}{(N_{\mathrm{A}}/N_{\mathrm{r}})(N_{\mathrm{B}}/N_{\mathrm{r}})}. \tag{A.9}$$

Ce $g^{(2)}(0)$ attendu ne dépend pas de la durée d'acquisition. En supposant que les probabilités $P_{A|\mathrm{Si}}$,$P_{B|\mathrm{Si}}$ et $P_{A\cap B|\mathrm{Si}}$ suivent une loi binomiale, la variance sur le résultat du $g^{(2)}(0)$ est,

$$\sigma^2_{g^{(2)}} = \frac{N^2_{\mathrm{AB}} \cdot N_{\mathrm{Si}}}{N^2_{\mathrm{A}} \cdot N^2_{\mathrm{B}}} \left[\frac{(N_{\mathrm{Si}} - N_{\mathrm{A}})}{N_{\mathrm{A}}} + \frac{(N_{\mathrm{Si}} - N_{\mathrm{B}})}{N_{\mathrm{B}}} + \frac{(N_{\mathrm{Si}} - N_{\mathrm{AB}})}{N_{\mathrm{AB}}}\right] \tag{A.10}$$

Cette relation nous donne une appréciation de l'incertitude (voir fig. 4.11) sur la valeur mesurée du $g^{(2)}(0)$ en fonction de la durée d'acquisition.