

**Caractérisation directe d'un état de polarisation à l'aide des mesures
faibles temporelles**

Thèse présentée à la faculté des sciences de l'université de Moncton
pour l'obtention du grade de
maîtrise ès sciences et spécialisation physique (M. Sc.)

Shane Gervais
A00198792

Département de physique et d'astronomie
Université de Moncton
DATE

Composition du jury

Président du jury : Alain Haché
Professeur,
Université de Moncton

Examinateur interne : Alexandre Melanson
Professeur,
Université de Moncton

Examinateur externe : Stijn De Baerdemacker
Professeur,
University of New Brunswick

Directeur de thèse : Lambert Giner
Professeur,
Université de Moncton

Remerciements

Sommaire

Abstract

Table des matières

Page titre	i
Composition du jury	ii
Remerciements	iii
Sommaire	iv
Abstract	v
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	x
Liste des symboles	1
1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES	1
1.1 Les notions de la mécanique quantique	1
1.1.1 Notation	1
1.1.2 Description d'un état quantique, opérateur et observable	3
1.1.3 Mesure quantique	5
1.2 Compréhension analogique des mesures quantiques	6
1.3 La procédure des mesures directes via mesure faible	10
1.3.1 Mesure direct de la fonction d'onde d'un état quantique	12
1.3.2 Lecture simultanée des parties réelle et imaginaire de la valeur faible	16
1.4 Motivation de la thèse	18
2 LES MESURES FAIBLES TEMPORELLES ET FRÉQUENCIELLES D'UN SYSTÈME QUANTIQUE	20
2.1 Proposition d'une procédure directe avec une mesure faible temporelle	20
2.2 Mesure faible temporelle d'un système photonique quantique	25
2.2.1 La partie réelle du système	25
2.2.2 La partie imaginaire du système	28
2.3 Proposition expérimentale pour la caractérisation de la valeur faible .	29
3 MESURE EXPÉRIMENTALE DIRECTE D'UN ÉTAT DE POLARISATION EN UTILISANT UNE MESURE FAIBLE TEMPORELLE	31
3.1 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible	31
3.1.1 Montage préposé	31
3.2 Mesure de la vitesse de la lumière à l'aide d'un oscilloscope	31
3.2.1 Acquisition de donnée et mesure d'un délai en utilisant un oscilloscope	31

3.2.2	Note physique sur la réalité de l'acquisition	31
3.3	Résultats de la partie réelle de la valeur faible	31
3.4	Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible	31
3.4.1	Montage préposé	31
4	RÉSULTATS ET DISCUSSION	32
4.1	Interprétation des données expérimentaux	32
4.2	Analyze des résultats expérimentaux	32
4.2.1	La partie réelle	32
4.2.2	Ce qu'on propose pour la partie imaginaire	32
4.3	Discussion sur les résultats expérimentaux	32
5	CONCLUSION	33
5.1	Conclusion sur la thèse	33
5.2	Applications et projet de future	33
	ANNEXE A	39
	ANNEXE B	40

Liste des tableaux

Table des figures

1	Démonstration visuelle de l'expérience de pensée du chat de Schrödinger. a) Le chat est dans une boîte sans élément destructeur. b) Nous plaçons un dispositif explosif et fermons la boîte. Le chat se trouve maintenant dans une superposition où il est mort ou vivant jusqu'à ce qu'il soit observé. c) L'état où le chat est toujours vivant lorsqu'il est observé. d) L'état où le chat est mort lorsqu'il est observé. Ceci illustre l'idée de superposition d'un état quantique.	4
2	L'état du dé en superposition et puisque réduit à une de ses valeurs	8
3	Représentation visuelle de la différence entre une mesure indirecte et directe sur un système quantique. Supposons un état quantique initialement $ \psi_i\rangle$ avec des états de base $\{ 0\rangle; 1\rangle\}$ avec une dispersion d'une distribution de probabilité de l'état σ et soit δ la force de séparation de l'interaction effectuée. a) L'état quantique subit ce que nous appelons une mesure « forte » où l'interaction avec l'état quantique sépare les états de base plus que la distribution de probabilité $\delta \gg \sigma$. Aucune information ne peut donc être récupérée. b) L'état quantique subit une interaction plus faible où ses états de base sont séparés de façon très inférieure à l'écart de distribution des probabilités $\delta \ll \sigma$. L'information réside alors dans le chevauchement de ces états de base, qui peut être récupéré à l'aide d'une mesure projective.	11
4	Schéma d'une jauge de carburant utilisée pour décrire le modèle de von Neumann pour les mesures quantiques où un système et un appareil de mesure sont couplés. Ce schéma est tiré de la thèse de doctorat de Jeff Lundeen à l'université de Toronto en 2006 [24]. Je l'utilise ici pour faciliter la description d'un pointeur qui peut être considéré comme l'aiguille de la jauge de carburant.	13
5	Schéma de l'appareil expérimental utilisé par Jeff Lundeen et al. pour mesurer directement la fonction d'onde d'un système quantique. Ils utilisent ici une fibre optique monomode qui laisse passer des photons approximativement gaussiens monomode. Les photons passent à travers un polariseur à microfils pour être collimatés avec lentille achromatique. La lentille est masquée par une ouverture rectangulaire. Les photons passent ensuite à travers une demi-plaque d'onde qui détermine la force de la mesure faible via son angle et utiliser comme pointeur pour les décalages transversale (initiallement à $x = 0$). Ensuite, les photons passent à travers une fente en post-sélectionnant ceux qui ont un déplacement de quantité de mouvement de $p = 0$. Ensuite, les photons sont collimatés avec une lentille et passent à travers une plaque d'onde demi ou quart, puis entrent dans un séparateur de faisceaux polarisant où chaque bras est équipé d'un détecteur [16]. . .	14

- 6 Mesures de la fonction d'onde d'un photon unique. a) Partie réelle (carrés bleus) et imaginaire (carrés rouges) de la valeur faible liée aux déplacements de position et de quantité de mouvement. b) En utilisant les données de a), ils tracent la phase (carrés noirs ouverts) et le module au carré de la fonction d'onde (cercles rouges ouverts) [16]. 15
- 7 Mesures des fonctions d'onde modifiées. Dans ces résultats, ils ont testé leur capacité à mesurer la fonction d'onde en modifiant la fonction de probabilité en plaçant un atténuateur à apodisation spatiale inverse après la fibre. a) Densité de probabilité calculée de la fonction d'onde à partir des données (cercles bleus pleins) ainsi que le balayage du détecteur de la fonction de probabilité (ligne continue). b) Toujours avec l'œil de bœuf en place, ils ont modifié le profil de phase de la fonction d'onde en créant une discontinuité de phase où il y a 0 décalages translationnels imposés avec un verre à mi-chemin à travers la fonction d'onde. Dans ce graphique, nous avons la partie réelle (carrés bleus pleins) et la partie imaginaire (carrés rouges ouverts) [16]. 15
- 8 Appareil expérimental pour la lecture simultanée de la partie réelle et imaginaire de la valeur faible. L'état de polarisation d'un laser HeNe est présélectionné à l'aide d'un séparateur de faisceau polarisant, d'une demi-plaque d'onde et d'un quart de plaque d'onde. L'état de polarisation subit ensuite une interaction faible par un décalage positionnel induit par le cristal BBO, puis post-sélectionné à l'aide d'un autre séparateur de faisceau polarisant. Le système d'imagerie 4f est utilisé comme une transformée de Fourier rapide, tout comme l'article de Jeff Lundeen et al. [16] pour les mesures des déplacements de quantité de mouvement. Le capteur d'image est ensuite utilisé pour détecter les déplacements de position dans les coordonnées x et y [27]. 16
- 9 Résultats expérimentaux de Hairiri et al. a) partie réelle de la valeur faible déterminée par les décalages de position pour caractériser l'état d'entrée b) partie réelle des amplitudes de l'état du système c_A et c_D pour les états de polarisation antidiagonale et diagonale comme états de base respectivement $\{|A\rangle, |D\rangle\}$. c) partie imaginaire de la valeur faible d) partie imaginaire des amplitudes de l'état du système [27]. 17

1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES

1.1 Les notions de la mécanique quantique

Cette première section est un rappel des utiles de base pour la mécanique quantique nécessaires pour la compréhension des mesures quantiques et cette thèse. La section suit des livres de mécanique quantique de base soit [1, Griffiths] et [2, Peebles].

1.1.1 Notation

Nous commencerons par la notation. En mécanique quantique, il est commun d'utiliser ce que l'on appelle la notation braket pour décrire les états quantiques. Un ket aura la structure suivante tout au long de cette thèse :

$$|nom_{coniditonB}^{conditionA}\rangle_{base} \quad (1)$$

Un ket est utilisé pour représenter un vecteur. À l'intérieur du ket se trouve le nom du ket qui décrit ce qu'est le ket. Il peut y avoir des indices d'un ket montrés comme condition A et condition B. La condition A sera principalement utilisée pour décrire si un état est dans un état initial ou dans son état final. La condition B sera principalement utilisée pour décrire plus en détail l'état, tel qu'un état qui est un stade intermédiaire avec l'indice INT ou un état qui est passé par une condition spécifique telle qu'un type de fibre optique que nous pourrions écrire avec l'indice FIB. Voici un exemple d'un ket qui représente un vecteur à N dimension avec a_n composantes complexes.

$$|a\rangle \rightarrow a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (2)$$

Un bra est la transposée conjuguée d'un vecteur, par exemple le ket $|a\rangle$, sa transposée conjuguée est écrite en bra :

$$\langle a | \rightarrow \bar{a} = (\bar{a}_1 \quad \bar{a}_2 \dots \bar{a}_N) \quad (3)$$

La bar représente que ceci est le complexe conjugué de a . Donc, si $a = \alpha + i\beta$, le complexe conjugué s'écrit $\bar{a} = \alpha - i\beta$ dont $\alpha \in \mathcal{R}$ et $\beta \in \mathcal{I}$. \mathcal{R} et \mathcal{I} représentent l'espace réel et imaginaire respectivement. Le produit scalaire de deux vecteurs s'écrirait comme suit :

$$\langle a | b \rangle = \bar{a}_1 b_1 + \bar{a}_2 b_2 + \dots + \bar{a}_N b_N \quad (4)$$

L'exemple précédente utilise un vecteur $|b\rangle$ avec les mêmes conditions que $|a\rangle$. Une autre notation que nous verrons tout au long de cette thèse est celle d'une fonction représentée avec un ket, qui sera écrite comme suit :

$$|f(x)\rangle \rightarrow f(x) = x^2 \quad (5)$$

Le produit scalaire de deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ de a à b s'écrit comme suit :

$$\langle f(x) | g(x) \rangle \equiv \int_a^b f(\bar{x}) g(x) dx \quad (6)$$

Les observables et les opérateurs auront la notation suivante (nous reviendrons plus tard sur ces objets quantiques) :

$$\langle \hat{n}om_{conditionA} \rangle \rightarrow observable \quad (7)$$

$$\hat{n}om^{conditionB} \rightarrow opérateur \quad (8)$$

Un opérateur et une observable ont un chapeau. La condition A d'un observable est pour décrire une condition spécifique du observable et la condition B du opérateur est pour d'écrire spécifiquement où l'opérateur s'applique. Plus sur les opérateurs et observables se suit.

1.1.2 Description d'un état quantique, opérateur et observable

En mécanique quantique, en comparaison de la mécanique classique, interprète le système comme une composante probabilistique dont l'état du système est en superposition avec tous ses résultats possibles. Comme Schrödigner le décrit avec le fameux chat de Schrödigner, un chat dans une boîte avec un dispositif explosive sans observation le chat peut d'être décrit en superposition soit mort et en vie en même temps. C'est quand qu'on ouvre la boîte qu'on collapse ou réduit l'état à une de ses valeurs possibles. Un état quantique complet se décrit comme une combinaison linéaire de toutes ses valeurs propres possibles.

$$|\psi\rangle = \sum_i^N c_i |c_i\rangle \quad (9)$$

Soit un état quantique $|\psi\rangle$ avec N dimension qui vie dans un espace d'Hilbert $|\psi\rangle \in \mathcal{H}$, $|c_i\rangle$ vecteur propres et c_i valeur propre dont $\sum_i^N c_i = 1$. Un état quantique peut d'être en superposition avec un autre état quantique, soit l'état total de ce système pour l'exemple du chat de Schrödigner, figure 1 :

$$|\psi\rangle = |Vie\rangle + |Mort\rangle \quad (10)$$

Soit $|Vie\rangle$ l'état pour le chat soit en vie et $|Mort\rangle$ l'état pour le chat soit mort après observer.

L'information d'un état quantique est décrit par sa fonction d'onde soit $\psi(r,t)$. Cette fonction est une solution de l'équation de Schrödigner (soit pour une particule de masse m) :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(r,t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(r,t) + V(r)\psi(r,t) \quad (11)$$

Une équation différentielle avec la solution suivante pour une particule :

$$\psi(r,t) = e^{-\frac{iHt}{\hbar}} \psi(r) \quad (12)$$

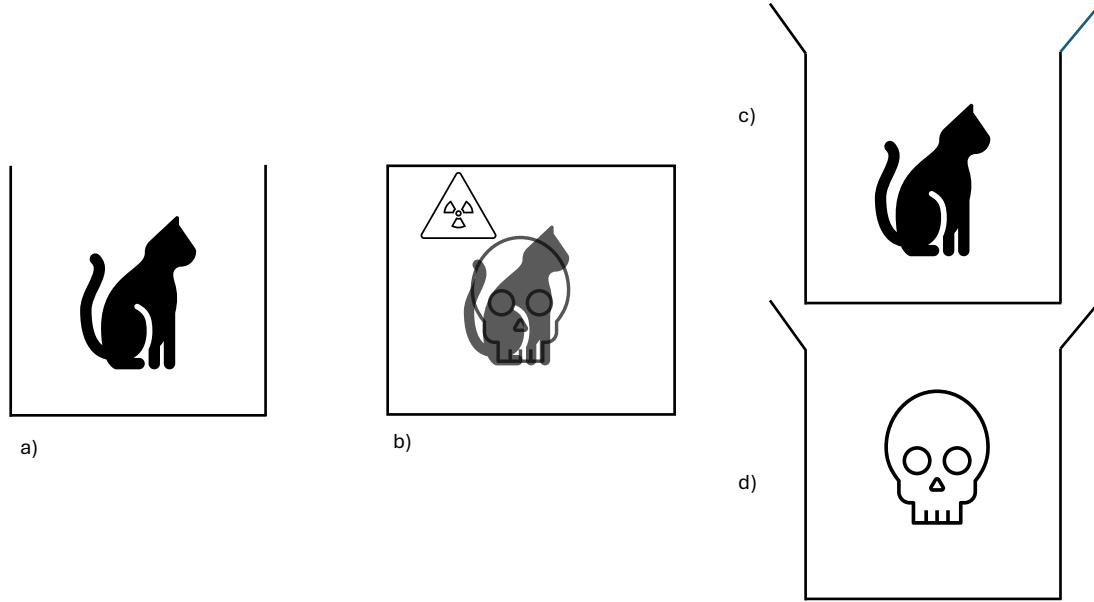


FIGURE 1 – Démonstration visuelle de l’expérience de pensée du chat de Schrödigner. a) Le chat est dans une boîte sans élément destructeur. b) Nous plaçons un dispositif explosif et fermons la boîte. Le chat se trouve maintenant dans une superposition où il est mort ou vivant jusqu’à ce qu’il soit observé. c) L’état où le chat est toujours vivant lorsqu’il est observé. d) L’état où le chat est mort lorsqu’il est observé. Ceci illustre l’idée de superposition d’un état quantique.

Soit \hat{H} l’Hamiltonien du système $\hat{H} = \hat{K} + \hat{V}$, \hat{K} l’énergie cinétique d’une particule et \hat{V} son énergie potentiel. La fonction d’onde contient l’information de comment l’état quantique évolue temporel et spatiallement. Notons le terme suivant $\hat{U} \equiv e^{-\frac{i\hat{H}t}{\hbar}}$ un opérateur temporel qui décrit l’évolution de l’état quantique dans le domaine temporel. Remarque aussi que le chapeau « $\hat{\cdot}$ » sur l’Hamiltonien, énergie cinétique et potentiel. On décrit ces objets comme un opérateur aussi. Ce dernier, est une fonction mathématique quand appliquée sur un état quantique, le résultat est soit un nouvel état quantique ou un résultat scolaire.

$$\hat{A} |\psi\rangle = |\phi\rangle \quad \hat{A} |\psi\rangle = a |\psi\rangle \quad (13)$$

Soit un opérateur \hat{A} qui applique sur un état $|\psi\rangle$ qui peut soit donner un nouveau état $|\phi\rangle$ ou une valeur propre a du opérateur appliqué.

1.1.3 Mesure quantique

Enfin que la fonction d'onde soit la fonction contient l'information du système quantique peut d'être déterminer expériemntalement. Mais comment une fonction d'onde, une fonction mathématique qui se distribue dans l'espace peut d'être déterminer ? Rappel qu'on a mentionné que l'état quantique est interpréter statistiquement. La règle de Born définie que la distribution probabilistique pour soit la position d'une particule d'un état quantique $\psi(r,t)$ entre des espaces a et b se trouve :

$$Prob = \int_a^b |\psi(r,t)|^2 dr \quad (14)$$

Et pour sa position temporel on intègre par dt . Pour la quantité de mouvement d'une particule p on prend la transformation de Fourier de sa fonction d'onde et on intègre par la quantité de mouvement.

$$\psi(p,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{ipr}{\hbar}} \psi(r,t) dr \quad (15)$$

$$Prob_p = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(p,t)|^2 dp \quad (16)$$

L'interprétation statistique de la mécanique quantique entraîne une incertitude sur la position et la quantité de mouvement de l'état, ainsi que sur son temps et son énergie, décrite par le principe d'incertitude d'Heisenberg.

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (17)$$

$$\Delta t \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \quad (18)$$

Ce qui nous amène à la question de savoir comment nous pouvons obtenir des informations sur le système quantique, soit sa position ou d'autre observation réel qu'on puisque mesurer. Cela se fait à l'aide d'observables. Les observables sont des valeurs d'espérance hermitienne observable d'une information sur un état quantique, telle que sa position ou sa quantité de mouvement, avec un résultat réel, qui s'écrit

comme suit :

$$\langle \hat{Q} \rangle = \langle \psi | \hat{Q} | \psi \rangle \quad (19)$$

Soit pour un observable \hat{Q} dont sa valeur d'espérance $\langle \hat{Q} \rangle$ se trouve par un produit de scalare du vecteur de la fonction d'onde ψ . Ensuite, comment mesurer expérimentalement ces observables ? Les sections suivantes décriront les mesures quantiques traditionnelles, puis une technique que nous explorerons dans le cadre de cette thèse, à savoir les mesures faibles.

1.2 Compréhension analogique des mesures quantiques

Le monde a évolué très rapidement au cours du siècle dernier grâce aux progrès de la physique et de la technologie. Nous pouvons désormais envoyer des messages à partir d'un petit appareil qui tient dans notre poche, calculer des simulations qui prendraient des siècles à faire à la main, envoyer des humains dans l'espace, guérir des maladies et faire progresser notre civilisation dans son ensemble. Tout cela ne serait pas possible sans des mesures précises et des technologies de pointe pour nous aider à calculer nos résultats. Ce dernier, il s'agissait de jeter un peu de lumière sur les mesures générales en physique. Lorsque nous pensons aux mesures, ce qui nous vient généralement à l'esprit, ce sont des mesures classiques, telles que la mesure de la distance entre deux points. La technologie nous aide à effectuer ces mesures et à résoudre les problèmes qu'elles posent. Par exemple, nous sommes capables de calculer la trajectoire pour avoir envoyé quelqu'un sur la lune et le ramener. La précision requise pour ces calculs est considérable et nous disposons de la technologie pour nous aider à y parvenir à l'aide de simulations et de calculs. Cependant, la technologie dont nous disposons aujourd'hui est limitée, car elle ne peut résoudre qu'un problème d'une certaine complexité. Les ordinateurs, par exemple, ne peuvent pas résoudre les problèmes NP-complets, NP-difficiles ou les problèmes de nature quantique. Pour poursuivre cet exemple, Richard Feynman a proposé en 1981 une machine de Turing universelle capable de résoudre ces types de problèmes dont la complexité est exponentielle. Il s'agit d'un ordinateur quantique [3, 4]. David P. Di-Vincenzo finit par écrire un article décrivant les critères d'un ordinateur quantique, l'un d'entre eux étant bien sûr les mesures, et plus précisément les mesures quantiques [5]. Ce n'est qu'un exemple de la façon dont les améliorations des mesures quantiques pourraient contribuer à améliorer notre technologie et, par conséquent,

notre société. Donc, cette thèse sert à discuter et démontrer l'importance sur les mesures quantiques pour des avancements sur les technologies quantiques. Cependant, commençons par discuter les notions de mesure quantique. Les mesures en mécanique quantique ont troublé les physiciens et les philosophes depuis la naissance de la théorie quantique elle-même. Soit Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) se questionnaient sur la complétude de la théorie disant qu'il y a des valeurs «cachées» [6]. Même John S. Bell (celui qui a démontré que la mécanique quantique est une théorie complète et non déterministe) a écrit un article contre les mesures quantiques en 1990 [7]. Certains considèrent les mesures en mécanique quantique comme un problème et ceux qui les pratiquent comme des instrumentalistes [8, 9]. Andrew N. Jordans et Irfan A. Siddiqi décrivent ce sujet dans leur livre, où ils abordent les implications historiques des mesures quantiques et certains points de vue philosophiques [10]. Ils poursuivent en disant que les mesures sont un raccourci de la façon dont nous interagissons avec le monde. Nous pouvons obtenir de l'information sur notre monde seulement par des observations. Je suis d'accord avec cela, car si nous pensons aux sciences humaines par exemple, et plus particulièrement à l'être de soi-même, nous ne pouvons comprendre qu'une partie d'une personne par l'observation, mais pas la totalité de la personne. Tout comme nous pouvons estimer que le champ électrique d'un photon se propage comme une onde plane, mais nous ne pouvons qu'observer son intensité et dériver une approximation de son champ. La mécanique quantique est un peu comme ça aussi, nous pouvons obtenir de l'information du système seulement par des mesures, mais nous ne pouvons jamais savoir complètement toute l'information du système surtout avec une seule mesure. En comparaison avec la mécanique classique, la mécanique quantique est une théorie probabiliste. Chaque mesure qu'on fait sur l'état du système, elle se réduit à une de ces valeurs possibles. Classiquement, considérons un dé à six faces. Avant de lancer le dé et obtenir un résultat, l'état du dé peut s'exprimer par une superposition de toutes ses valeurs possibles (de 1 à 6). Après le lancer, le dé est tombé sur une face et son état est parfaitement défini comme étant la valeur inscrite sur cette face. Définissons l'état du dé avant le lancer comme étant la superposition des états propres représentant chaque face du dé soit $|1\rangle, |2\rangle \dots |6\rangle$ avec des probabilités égales de $\frac{1}{\sqrt{6}}$. Après le lancer, le dé se trouve à être dans l'une de ses états propres.

Donc, en mécanique quantique, l'état d'un système quantique est une superposition de tous ses vecteurs. Lors d'une mesure, l'état se réduit à une de ces valeurs propres. L'interprétation statistique introduit une sorte d'indétermination dans la

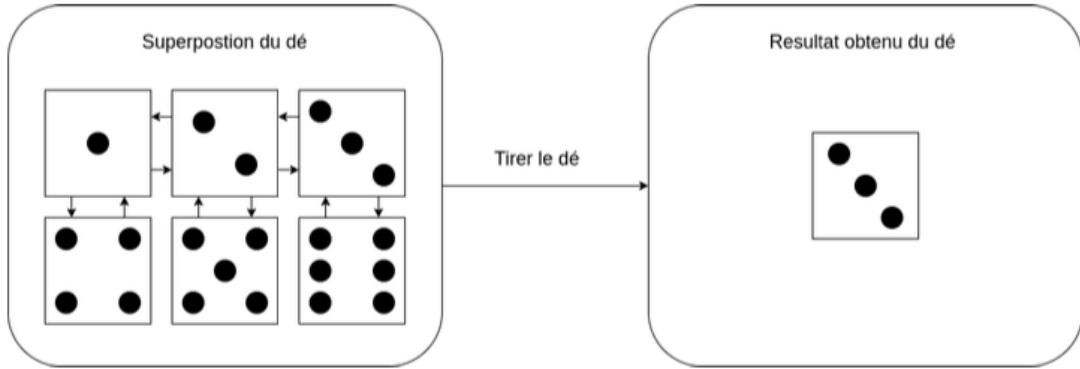


FIGURE 2 – L'état du dé en superposition et puisque réduit à une de ses valeurs

mécanique quantique, car même si l'on sait tout ce que la théorie a à nous dire sur le système (soit sa fonction d'onde), on ne peut pas prédire avec certitude le résultat d'une simple expérience visant à mesurer, comme nous l'avons mentionné plus haut [1, 10]. La mécanique quantique n'a à offrir que des informations statistiques sur les résultats possibles. Cette indétermination a profondément troublé les physiciens et les philosophes, et il est naturel de se demander s'il s'agit d'un fait de la nature ou d'un défaut de la théorie [6]. En raison de cette nature probabiliste de la mécanique quantique, certaines soutiennent que l'action de mesurer un système quantique est conceptuellement problématique et remet en question notre compréhension de la réalité physique, comme nous avons mentionné en introduisant les mesures quantiques [7, 11, 12]. Un autre aspect des mesures en mécanique quantique est le principe d'incertitude d'Heisenberg. Par une analogie du livre de Griffiths, imaginons que vous et un ami teniez les deux extrémités d'une corde à sauter et que vous commenciez tous les deux à la secouer au hasard. Si l'on demande : quelle est la position de la corde ? D'une part, elle n'est pas n'importe où, mais elle est au moins localisée à une certaine distance de tant de mètres. On pourrait poser la même question à propos de sa vitesse ou sa quantité de mouvement. Si nous localisons encore plus sa position, la quantité de mouvement devient plus dispersée et vice versa. Ceci se dit pour toutes les ondes. Ce dernier c'est le concept du principe d'incertitude : on ne peut pas connaître avec précision la position et la quantité de mouvement d'une particule. Pour revenir aux concepts statistiques de la mécanique quantique, lorsque qu'on disons que la corde à sauté est « dispersée » dans sa position ou de sa quantité de mouvement, cela fait référence au fait que les mesures effectuées sur des systèmes préparés à l'identique ne donnent pas des résultats identiques. Vous pouvez, si vous le souhaitez, construire un état tel que les mesures de position seront très proches les unes des autres, mais vous

en paieriez le prix quantité de mouvement [1]. Cependant, les mesures en mécanique quantique ne sont pas contradictoires ni un problème [2]. Elles suivent toujours les suivants : 1) qu'un système quantique est décrit par une fonction d'onde représentée par un vecteur ce qu'on appelle un état quantique. Cet état est linéaire et vit dans un espace Hilbert qui compromit tous ses états propres possibles. Tout ce qu'on veut savoir du système est décrit par cet état. 2) Chaque attribut du système qui peut être mesuré est associé avec un opérateur, ce qu'on appelle un observable. 3) L'état quantique est complet [13]. Donc avec cela, nous voulons être capables d'effectuer des mesures en mécanique quantique pour des avancements sur nos connaissances et la technologie quantique. Une proposition pour mesurer la fonction d'onde d'un état quantique est ce qu'on appelle une tomographie quantique. Une tomographie quantique vise à reconstruire la fonction d'onde avec les résultats de chaque mesure et à l'aide d'un algorithme de reconstruction nous pouvons obtenir la fonction d'onde indirectement. Nous disons «indirecte» parce que c'est une reconstruction de la fonction d'onde et non une mesure directe de la fonction d'onde [2]. En photonique quantique, utilisant l'état de polarisation comme état quantique, on mesure chacun des paramètres de Stokes en termes de probabilité. Ensuite avec les matrices de Pauli, on reconstruit la matrice densité du système qui est une représentation du système quantique [14]. Cependant, nous sommes intéressés à savoir si qu'on peut mesurer l'état directement en place de le reconstruire. Ceci nous donnera la même affaire, mais dans une méthode directe. Pour l'instant, la motivation est de pouvoir mesurer un état quantique sans utiliser une reconstruction complexe de l'état quantique. En fait, pourquoi ne pas mesurer directement l'état quantique ? Cela nous amène au sujet de cette thèse, au moins une partie importante de celui-ci, les mesures faibles. La meilleure façon de décrire l'utilité des mesures faibles et leur intérêt pour notre travail est de les décrire comme une manière d'obtenir approximativement toutes les informations sur l'état original de la fonction d'onde que nous voulons mesurer. Considérez l'analogie suivante, décrite pour la première fois par Yuval Gefen [15] : vous êtes dans votre appartement et vous entendez un bruit venant du couloir. Mais chaque fois que vous ouvrez votre porte, le bruit disparaît et il n'y a rien à voir. Vous fermez la porte et le bruit revient. On dirait que des enfants s'amusent autour de la porte de votre appartement, mais à chaque fois que vous rouvrez la porte, ils arrêtent et se cachent. En mécanique quantique, l'action d'ouvrir la porte est une interaction avec le système ou une mesure, et chaque fois que vous mesurez, vous effondrez la fonction d'onde et modifiez le résultat de ce qui se passe réellement, les enfants se comportent différemment, se cachent et ne font pas de bruit. Cependant, les mesures

faibles sont comme une sorte de judas dans la porte qui permet d'observer ce que font les enfants, sans effondrer complètement la fonction d'onde [16]. Bien sûr, les enfants savent probablement que vous êtes légèrement conscient de ce qui se passe, et ils ne se comporteront donc pas de manière totalement naturelle, mais on peut au moins savoir ce qui se passe. Les mesures faibles sont donc censées être le judas de la mécanique quantique [15]. Cependant, comment peut-on obtenir l'information sur la fonction d'onde après une mesure faible et comment peut-on le faire directement ?

1.3 La procédure des mesures directes via mesure faible

Pour obtenir de l'information sur l'état quantique d'un système par le biais des mesures faibles, il faut trouver et mesurer la valeur faible. La valeur faible est une valeur complexe dont il a été démontré qu'elle est proportionnelle à la fonction d'onde d'un état quantique. La valeur faible a été introduite pour la première fois par Aharonov, Albert et Vaidman (AAV) dans « How the Result of a Measurement of a Component of the Spin of Spin-1/2 Particle Can Turn Out to be 100 » [17]. Dans cet article, AAV a constaté que la procédure de mesure habituelle de présélection (préparation d'un état quantique d'un système dans un état particulier) et de postsélection (une mesure projective effectuée sur l'état quantique) peut parfois conduire à des résultats inhabituels. Ils ont découvert qu'en cas de faiblesse de la mesure, son résultat définit systématiquement une nouvelle valeur dans la fonction d'onde quantique, qu'ils ont appelée la valeur faible. La valeur faible apparaît et peut être mesurée dans une condition où la force de la mesure ou de l'interaction avec le système est plus faible que l'étendue (dispersion) de la distribution de probabilité d'un état. La force de l'interaction est décrite par la mesure dans laquelle l'acte de mesurer le système sépare les états de base de l'état quantique initial. Ensuite, en augmentant le nombre d'ensembles dans le système, nous pouvons effectuer une mesure (projective) et récupérer la valeur faible en obtenant directement la fonction d'onde quantique du système. Cependant, lorsque cette valeur est plus grande que l'étendue de la distribution de probabilité, cela ne donne aucune information sur le système quantique. Nous pouvons imaginer qu'une interaction faible sépare les états de base d'un état quantique de manière à ce qu'elle ne soit pas plus grande que l'étendue de la distribution de probabilité des deux états de base, comme le montre la figure 3.

C'est ainsi qu'est née une nouvelle méthode de mesure des états quantiques, qu'il convient donc d'explorer. Depuis lors, de nombreuses contributions de mesures

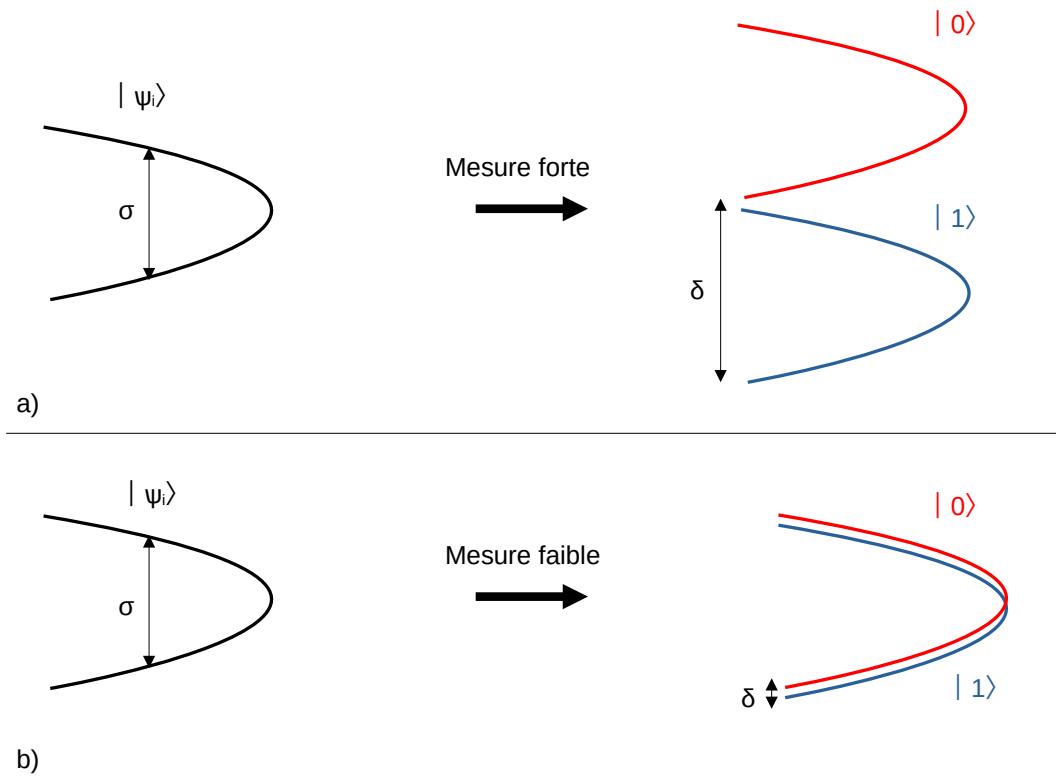


FIGURE 3 – Représentation visuelle de la différence entre une mesure indirecte et directe sur un système quantique. Supposons un état quantique initialement $|\psi_i\rangle$ avec des états de base $\{|0\rangle ; |1\rangle\}$ avec une dispersion d'une distribution de probabilité de l'état σ et soit δ la force de séparation de l'interaction effectuée. a) L'état quantique subit ce que nous appelons une mesure « forte » où l'interaction avec l'état quantique sépare les états de base plus que la distribution de probabilité $\delta \gg \sigma$. Aucune information ne peut donc être récupérée. b) L'état quantique subit une interaction plus faible où ses états de base sont séparés de façon très inférieure à l'écart de distribution des probabilités $\delta \ll \sigma$. L'information réside alors dans le chevauchement de ces états de base, qui peut être récupéré à l'aide d'une mesure projective.

faibles ont été publiées dans plusieurs articles scientifiques qui ont simplifié les calculs et procédures de mesure, notamment dans le domaine des télécommunications [18], sur effets de la lumière lente et rapide dans les cristaux photoniques biréfringents [19], le paradoxe d'Hardy [20, 21] et autres [22, 23]. Notre objectif est de discuter les mesures directes d'un état quantique par rapport à sa contrepartie indirecte en raison de sa simplicité et de ses applications. Cependant, jetons un coup d'œil sur quelques articles intéressants qui nous amèneront à la proposition finale de cette thèse.

1.3.1 Mesure directe de la fonction d'onde d'un état quantique

Le premier est un article de Jeff Lundeen et al. qui présente les résultats expérimentaux d'une mesure directe d'un état quantique [16, 24]. Ils commencent par mentionner les implications du principe d'incertitude et du fait que nous ne pouvons pas connaître à la fois la position et quantité de mouvement d'une particule. Ils décrivent qu'en utilisant la tomographie avec un ensemble de particules, ils peuvent déduire indirectement la fonction d'onde par reconstruction algorithmique, mais cela est bien sûr compliqué et long. C'est là que les mesures faibles entrent en jeu. Ils décrivent la méthode ou la procédure comme étant une contrepartie directe de la tomographie quantique et exempte des calculs et de séries de mesures compliquées et extensives. La mesure directe d'un état quantique qu'ils font est une procédure comprenant une présélection, une interaction faible (mesure faible) et une section post-sélection où le résultat final est une mesure des deux variables complémentaires du système qui apparaît proportionnellement au système quantique. Ils décrivent que la mesure directe est une réduction de la perturbation induite par la première mesure, soit la mesure faible. Ils mentionnent que la mesure faible est décrite comme une extension du modèle von Neumann des mesures quantiques (décrit pour la première fois par AAV)[17, 25]. Le modèle implique un couplage de deux parties : l'état quantique du système et le système ancillaire qui est généralement appelé le « pointeur » en référence à l'existence d'un compteur et d'une aiguille d'un appareil de mesure. Prenons l'exemple de la figure 4, qui représente la jauge de carburant d'une voiture. Le système commence dans une superposition d'états propres d'un observable désirée \hat{A} . Le système se couple avec une force de g à la variable complémentaire conjuguée de \hat{A} , soit \hat{P} .

Lorsque nous appuyons sur l'accélérateur, nous interagissons avec le système pendant un certain temps t , ce qui finit par effondrer le système à l'état propre correspondant et déplace l'aiguille d'autant. L'aiguille ou pointeur est donc un indi-

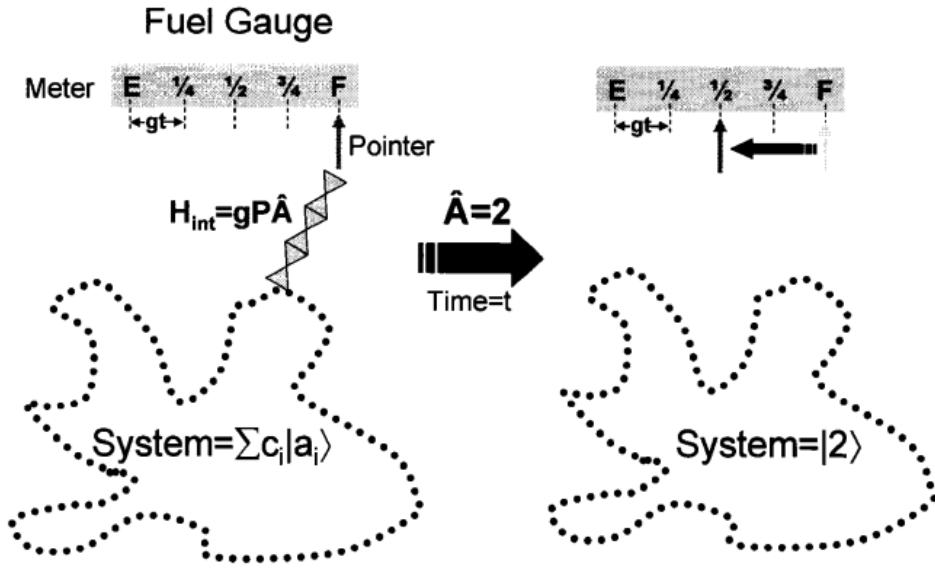


FIGURE 4 – Schéma d’une jauge de carburant utilisée pour décrire le modèle de von Neumann pour les mesures quantiques où un système et un appareil de mesure sont couplés. Ce schéma est tiré de la thèse de doctorat de Jeff Lundeen à l’université de Toronto en 2006 [24]. Je l’utilise ici pour faciliter la description d’un pointeur qui peut être considéré comme l’aiguille de la jauge de carburant.

cateur du résultat d’une mesure. Ils décrivent que lors d’une procédure directe via mesure faible, la force de couplage est réduite de sorte qu’il y a une perturbation minimale et, bien sûr, l’étape de post-sélection nous permet de mesurer directement la fonction d’onde d’un système quantique. Dans l’article, ils ont construit un appareil expérimental (démontré dans la figure 5) pour tenter de mesurer la valeur faible d’un système photonique quantique, où les parties réelles et imaginaires de la valeur faible sont les observables de position et de quantité de mouvement en conséquence. Ils ont effectué une mesure directe de la fonction d’onde spatiale transversale d’un photon.

Ils ont produit un flux de photons de deux manières : soit en atténuant un faisceau laser, soit en générant des photons uniques par le biais d’une conversion paramétrique descendante spontanée «spontaneous parametric down-conversion» (SPDC). L’expérience peut être divisée en quatre étapes séquentielles : la préparation de la fonction d’onde transverse, mesure faible de la position transverse du photon, post-sélection des photons dont le moment transverse est nul et lecture de la mesure faible résultante. Ils mesurent faiblement la position transversale du photon en la couplant

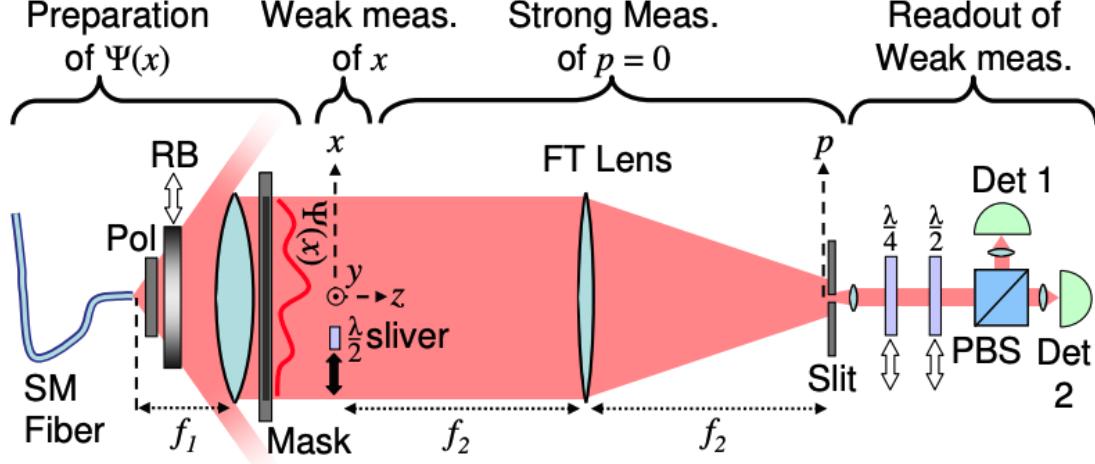


FIGURE 5 – Schéma de l'appareil expérimental utilisé par Jeff Lundeen et al. pour mesurer directement la fonction d'onde d'un système quantique. Ils utilisent ici une fibre optique monomode qui laisse passer des photons approximativement gaussiens monomode. Les photons passent à travers un polariseur à microfils pour être collimatés avec lentille achromatique. La lentille est masquée par une ouverture rectangulaire. Les photons passent ensuite à travers une demi-plaque d'onde qui détermine la force de la mesure faible via son angle et utiliser comme pointeur pour les décalages transversale (initiallement à $x = 0$). Ensuite, les photons passent à travers une fente en post-sélectionnant ceux qui ont un déplacement de quantité de mouvement de $p = 0$. Ensuite, les photons sont collimatés avec une lentille et passent à travers une plaque d'onde demi ou quart, puis entrent dans un séparateur de faisceaux polarisant où chaque bras est équipé d'un détecteur [16].

à un degré de liberté interne du photon, soit sa polarisation. L'utilisation de la polarisation comme état quantique du système pour caractériser un système quantique a également été utilisée dans [26]. Cela leur a permis d'utiliser les angles de polarisation linéaire du photon comme pointeur. Dans ce cas, la réduction sur la force de la mesure correspond à la réduction de l'angle de polarisation linéaire des photons, ce qui est réalisé à l'aide d'une lame demi-onde. Ils utilisent ensuite une lentille à transformation de Fourier et une fente pour post-sélectionner (projeter) uniquement les photons ayant un décalage de quantité de mouvement de 0. Les résultats sont présentés dans les figures 6 et 7.

Ces résultats montrent qu'ils sont capables de caractériser la fonction d'onde de translation quantique de leur système en fonction des déphasages induits. Ils peuvent lire la partie réelle de la fonction d'onde à l'aide d'une lame demi-onde et la partie imaginaire à l'aide d'une lame quart-onde. Cette méthode permet de

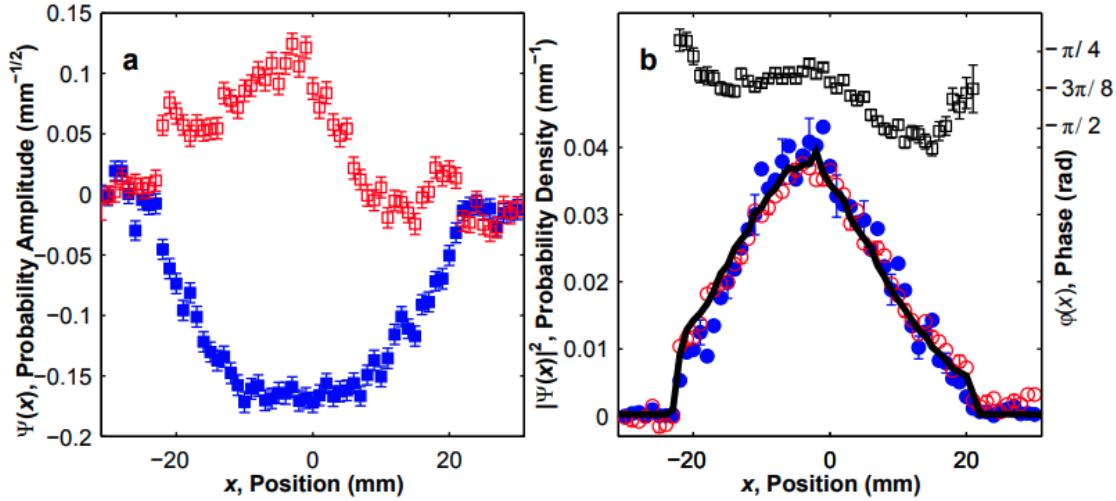


FIGURE 6 – Mesures de la fonction d’onde d’un photon unique. a) Partie réelle (carrés bleus) et imaginaire (carrés rouges) de la valeur faible liée aux déplacements de position et de quantité de mouvement. b) En utilisant les données de a), ils tracent la phase (carrés noirs ouverts) et le module au carré de la fonction d’onde (cercles rouges ouverts) [16].

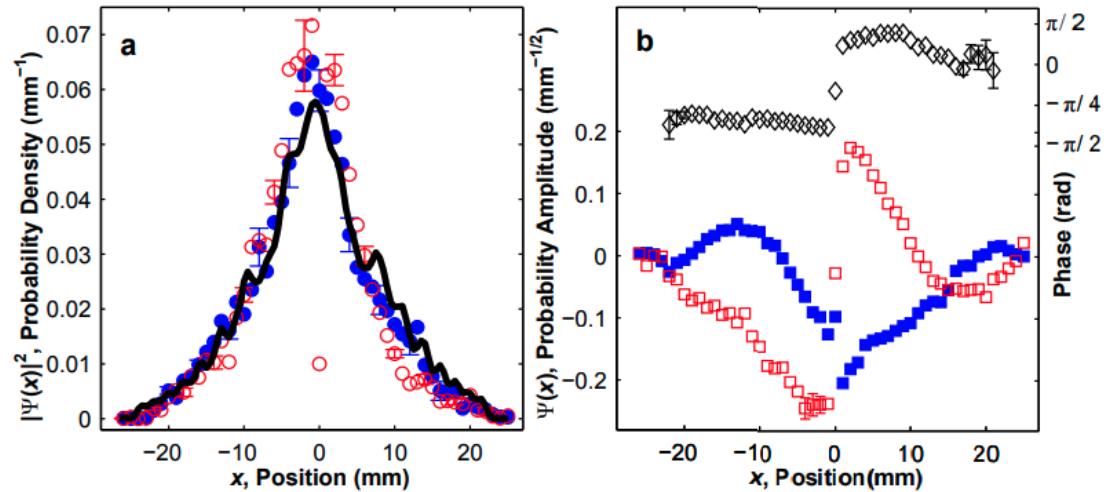


FIGURE 7 – Mesures des fonctions d’onde modifiées. Dans ces résultats, ils ont testé leur capacité à mesurer la fonction d’onde en modifiant la fonction de probabilité en plaçant un atténuateur à apodisation spatiale inverse après la fibre. a) Densité de probabilité calculée de la fonction d’onde à partir des données (cercles bleus pleins) ainsi que le balayage du détecteur de la fonction de probabilité (ligne continue). b) Toujours avec l’œil de bœuf en place, ils ont modifié le profil de phase de la fonction d’onde en créant une discontinuité de phase où il y a 0 décalages translationnels imposés avec un verre à mi-chemin à travers la fonction d’onde. Dans ce graphique, nous avons la partie réelle (carrés bleus pleins) et la partie imaginaire (carrés rouges ouverts) [16].

caractériser de manière très simpliste une fonction d'onde quantique. Ce qui nous amène à l'article suivant dont nous allons discuter.

1.3.2 Lecture simultanée des parties réelle et imaginaire de la valeur faible

Nous discuterons ici d'un article de Hairiri et al. dans lequel ils caractérisent la fonction d'onde quantique par des mesures faibles, comme Jeff Lundeen et al. dans l'article précédent, mais en utilisant simultanément les déplacements de position et de quantité de mouvement comme parties réelles et imaginaire de la valeur faible [27, 16]. Ils effectuent une procédure de mesure directe similaire avec une étape de présélection, d'interaction faible et de post-sélection. Cependant, au lieu d'utiliser la fonction d'onde de translation comme état quantique à caractériser, ils utilisent un autre degré de liberté, la polarisation, dont les états de base peuvent être bien définis, tout comme le spin dans l'article d'AAV. Un autre aspect différent est l'utilisation d'un cristal biréfringent (borate de baryum (BBO)) pour introduire de petits décalages positionnels entre les états de base de la polarisation en tant qu'interaction faible sur le système.

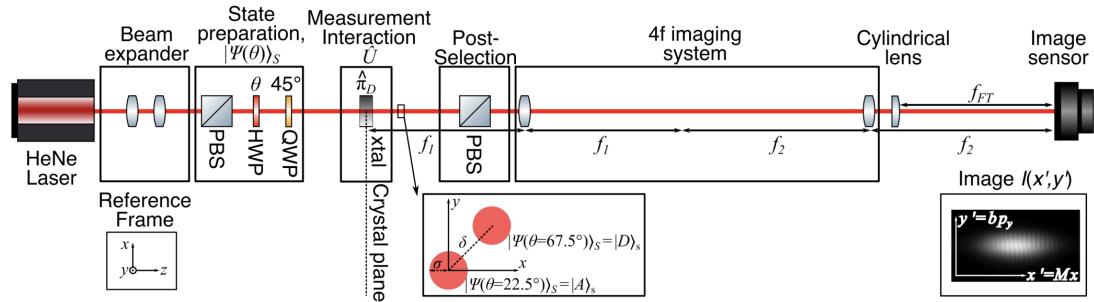


FIGURE 8 – Appareil expérimental pour la lecture simultanée de la partie réelle et imaginaire de la valeur faible. L'état de polarisation d'un laser HeNe est présélectionné à l'aide d'un séparateur de faisceau polarisant, d'une demi-plaque d'onde et d'un quart de plaque d'onde. L'état de polarisation subit ensuite une interaction faible par un décalage positionnel induit par le cristal BBO, puis post-sélectionné à l'aide d'un autre séparateur de faisceau polarisant. Le système d'imagerie 4f est utilisé comme une transformée de Fourier rapide, tout comme l'article de Jeff Lundeen et al. [16] pour les mesures des déplacements de quantité de mouvement. Le capteur d'image est ensuite utilisé pour détecter les déplacements de position dans les coordonnées x et y [27].

Pour lire les résultats de la mesure faible, ils déterminent le déplacement moyen du pointeur au long des coordonnées x et y à l'aide d'un capteur d'images.

Leurs résultats sont présentés ci-dessous, où, en fonction du décalage de position et de quantité de mouvement mesuré induit sur le système, ils peuvent déterminer l'état de polarisation de l'état d'entrée. Ce résultat est particulièrement intéressant, car il est très simple à réaliser et prometteur pour les mesures faibles par rapport à la tomographie quantique.

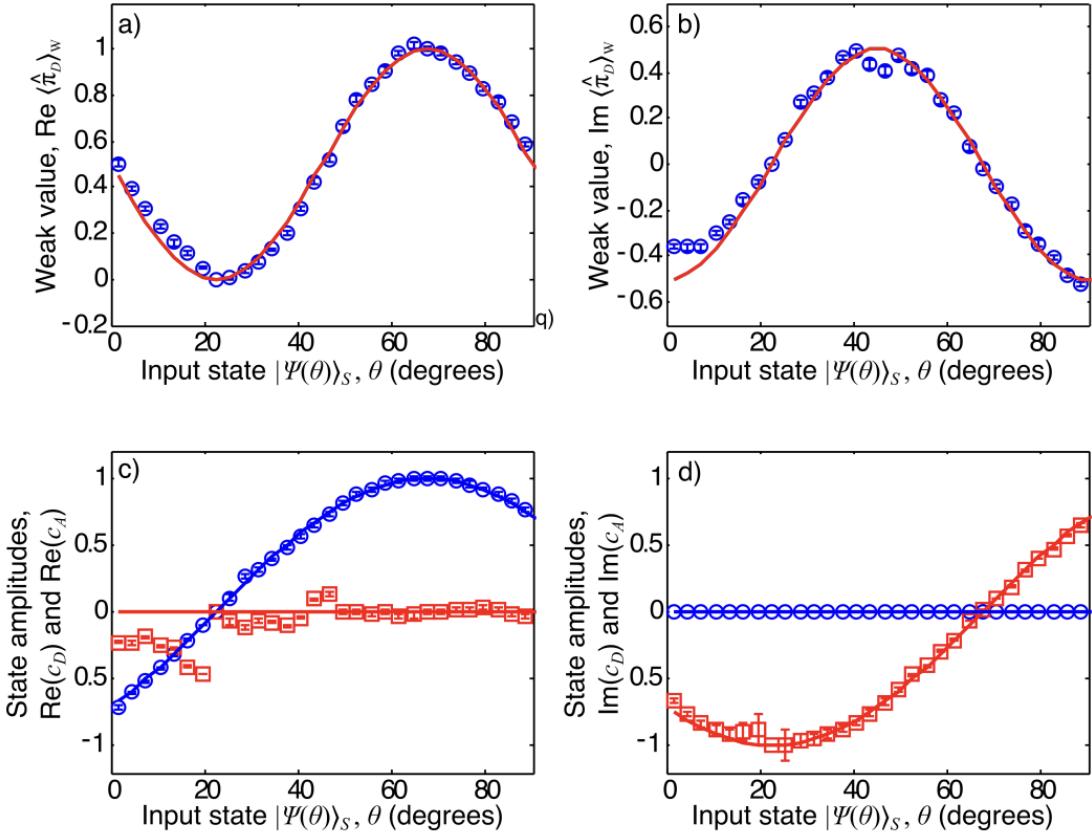


FIGURE 9 – Résultats expérimentaux de Hairiri et al. a) partie réelle de la valeur faible déterminée par les décalages de position pour caractériser l'état d'entrée b) partie réelle des amplitudes de l'état du système c_A et c_D pour les états de polarisation antidiagonale et diagonale comme états de base respectivement $\{|A\rangle, |D\rangle\}$. c) partie imaginaire de la valeur faible d) partie imaginaire des amplitudes de l'état du système [27].

Dans un autre article de Guilleaum et al., certains membres du même groupe ont réalisé la même expérience, mais pour caractériser un état de polarisation mixte par le biais des mesures faibles [28, 29]. En termes d'applications technologiques, il n'y a pas eu beaucoup de travaux utilisant ces types d'appareils pour caractériser les états quantiques. Mais encore une fois, la lumière a plus de degrés de liberté que la position, la quantité de mouvement et sa phase. Nous nous demandons

donc ce qu'il en est du domaine temporel de la lumière, si des travaux ont été menés à ce sujet et s'il existe des applications technologiques potentielles par rapport aux interactions faibles positionnelles ?

1.4 Motivation de la thèse

Les premiers travaux que nous pouvons trouver sur les mesures faibles basées sur le temps et les applications sont ceux de Nicolas Brunner et al. dans «Optical Telecom Networks as Weak Quantum Measurements with Postselection» [18]. Dans cet article, ils combinent la mécanique quantique et la télécommunication dont l'état de polarisation de la lumière dans une fibre optique est utilisé comme l'état quantique qui subit une interaction faible (mesure faible) via la dispersion des modes de polarisation (PMD). La PMD est un effet d'une fibre optique qui utilise sa birefringence pour introduire un retard optique entre chaque mode de polarisation de l'impulsion laser qui traverse la fibre. L'autre effet utilisé est la perte dépendante de la polarisation (PDL) qui est un effet qui projette certains états de polarisation et en laisse passer d'autres à travers la fibre optique, pareil comme un polariseur. Cependant, il ne s'agit que des travaux théoriques qui peuvent d'être réalisé. Sur le plan expérimental, ils ont poursuivi leurs travaux avec des mesures faibles temporelles en mesurant directement les vitesses de groupe supraluminiques dans une fibre optique, dans un article intéressant montrant des vitesses de groupe pouvant dépasser la vitesse de la lumière dans la fibre [19]. D'autres travaux ont été réalisés pour mesurer de petits déphasages longitudinaux à l'aide de mesures temporelles et ont même été comparés à l'interférométrie standard [30]. Ce dernier a démontré que dans le cas d'états de polarisation non linéaire ou de valeurs faibles complexes, les mesures faibles peuvent être plus performantes que l'interférométrie standard pour mesurer les déphasages longitudinaux [30]. C'est également ce que montrent les travaux de Magana-Loaiza et al, mais dans le domaine des mesures faibles spatiales de Jeff Lundeen pour des procédures directes [31, 32]. Pour le conjugué complémentaire du domaine temporel, la fréquence, Salazar-Serano et al. mesurent les délais temporels de sous-largeur d'impulsion induits par des décalages fréquentiels, en utilisant l'amplification des valeurs faibles [33]. L'amplification des valeurs faibles, qui dépassent le cadre de cette thèse, est un autre aspect découlant de l'article d'AAV selon après l'étape de post-sélection dans la mesure directe, le décalage du pointeur induit par la valeur faible dépasse largement la plage des valeurs propres, d'où la valeur de 100 mesurée pour une particule de spin 1/2 peut arriver [17, 10]. En utilisant un miroir mobile, ils ont pu introduire de petits décalages de fréquence sur les états

de bases de l'état quantique et mesurer des délais temporels de sous-largeur d'impulsion à l'aide de ces décalages fréquentiels [33]. Cependant, pour une résolution plus élevée, des travaux récents de John C. Howell montrent que, sous le régime actuel, un faible décalage de la valeur du pointeur dans une base conjuguée a un comportement anormal [34]. En termes d'applications, nous avons constaté une certaine utilisation dans les réseaux de télécommunication et nous en discuterons davantage à la fin de cette thèse, mais le problème qui se pose sur les mesures faibles positionnelles ou temporelles dans les procédures directes, c'est qu'elles utilisent la biréfringence des cristaux pour introduire une interaction faible sur le système qui ne peut être modifié qu'en remplaçant physiquement le cristal dans l'installation. Cela serait fastidieux pour une application industrielle, alors que peut-on faire pour facilement contrôler la faiblesse de l'interaction ? Ceci nous amène à notre proposition pour cette thèse. Nous utiliserons des états de polarisation comme états quantiques, comme dans les articles précédents pour la simplicité. Nous utiliserons l'interaction faible temporelle dans une procédure directe pour mesurer à la fois la partie réelle et imaginaire de la valeur faible de notre système. Notre interaction faible sur le système utilisera des délais temporels via un type d'interféromètre où nous pouvons simplement ajuster la position des miroirs pour introduire plus ou moins de délais entre les états de base de l'impulsion laser.

2 LES MESURES FAIBLES TEMPORELLES ET FRÉQUENCIELLES D'UN SYSTÈME QUANTIQUE

2.1 Proposition d'une procédure directe avec une mesure faible temporelle

Nous commencerons par exposer les fondements théoriques essentiels des mesures faibles et que la valeur faible est proportionnelle à la fonction d'onde quantique ainsi qu'elle peut être mesuré directement. Comme indiqué précédemment, les mesures faibles font partie de la procédure directe décrite par Jeff Lundeen et l'AAV, qui comprend les éléments suivants [35, 16, 17] :

- présélection : une étape de préparation de l'état d'entrée
- la mesure ou l'interaction faible (ce dont nous discuterons dans cette section)
- post-sélection : une mesure projective, généralement effectuée avec un état qui possède une quantité égale des deux états de base de l'état d'entrée présélectionné.

L'étape sur laquelle nous nous concentrerons dans cette section est celle de la mesure faible, qui implique une faible réduction de la fonction d'onde quantique, plus sur ceci à suivre. Comme évoqué précédemment, les principes des mesures faibles s'appuient sur le modèle de Von Neumann pour les mesures quantiques. Ce modèle implique l'état quantique que l'on souhaite à mesurer S et le pointeur (l'appareil de mesure) P , qui sont traités comme des objets de la mécanique quantique couplée dans un système totale T [27, 25]. La plupart des mesures quantiques peuvent généralement être décrites par ce modèle. Le modèle de von Neumann décrit que lorsqu'un état quantique est mesuré, initialement dans un état de superposition arbitraire $|\psi\rangle_S = \sum_j^N c_j |s_j\rangle_S$, soit avec des états propres $|s_j\rangle_S$ en base S , valeurs propre s_j , coefficient d'amplitude de probabilité, une observable \hat{S} qui doit être mesurée et dimension N . Elle subit une réduction à l'un de ses vecteurs propres associés avec sa valeur propre [1]. La mesure est décrite par un opérateur d'interaction appelé l'opérateur d'interaction de von Neumann :

$$\hat{U} \equiv \exp\left(-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}\right) \quad (20)$$

Il s'agit d'un opérateur d'évolution temporelle soit t le temps d'interaction

sur le système, \hbar la constante de Planck et \mathcal{H} le hamiltonien du système T décrit par :

$$\mathcal{H} \equiv g(\hat{S} \otimes \hat{p}) \quad (21)$$

Soit g la constante de couplage qui est supposé d'être réelle pour que le hamiltonien reste hermitien et \hat{p} la variable pointeur conjuguée de l'observable mesurée. Cette réduction de l'état quantique est représentée par un déplacement de la position du pointeur soit initialement dans un état $|\xi\rangle_P = |\bar{q} = 0\rangle_P$ en base P dont \bar{q} la valeur centrale d'une variable q avec une écart de la distribution de probabilité σ . Ensemble, le pointeur et l'état mesuré sont couplés dans un état décrivant l'ensemble du système T , écrit initialement sous la forme :

$$|\Psi^i\rangle_T = |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \quad (22)$$

Après la mesure le pointeur se déplace en fonction de la force de l'interaction $\delta \equiv \frac{gt}{\hbar}$ et une valeur propres s_j du observable \hat{S} , $\Delta q = \delta s_j$. Ce dernier s'écrit dans lequel que l'état du pointeur passe de sa position initiale $|\bar{q} = 0\rangle_P$ à $|\bar{q} = \delta s_j\rangle_P$. Ensemble l'état du système évolue dans la façon suivante :

$$|\Psi^f\rangle_T = \hat{U}\left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P\right] \quad (23)$$

$$= \sum_j^N c_j |s_j\rangle_S |\bar{q} = \delta s_j\rangle_P \quad (24)$$

L'état final est maintenant intriqué entre le système et le pointeur. Ensuite, pour mesurer et caractériser l'état d'entrée, on lit le \hat{q} du pointeur pour la mesure de \hat{S} . Si le décalage du pointeur δ est plus grand que l'écart de la probabilité de la fonction d'onde σ dont $\delta \gg \sigma$, le résultat de la mesure à un sans ambiguïté, détruisant la superposition et réduisant la fonction d'onde à un résultat s_j , laissant un seul état $|s_j\rangle_S$ et aucune information sur l'ensemble de la fonction d'onde ne peuvent être récupérés. Cependant, lorsque le décalage du pointeur est inférieur à l'écart de la probabilité de la fonction d'onde, $\delta \ll \sigma$, dans le régime des mesures

faibles, le système mesuré n'est plus que très peu intriqué avec le pointeur. La mesure de \hat{S} par la mesure du déplacement de \hat{q} ne perturbe plus que très peu la fonction d'onde [27, 36]. Considérons ce qui suit :

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (25)$$

Examinons une étude plus approfondie du système initial total qui subit une interaction de mesure. Réécrivons l'opérateur d'interaction de von Neumann sous la forme d'une série de Taylor.

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (26)$$

$$= e^{-i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p})} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (27)$$

$$= \left(1 - i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p}) - \dots \right) \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (28)$$

$$= |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (29)$$

En suivant la procédure de mesure faible, nous projetterons une mesure projective ultérieure sur le système avec l'état $|\varphi\rangle_S$ qui a les mêmes états de base que $|\psi\rangle_S$.

$$|\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T = |\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (30)$$

Renomarisons l'état du système total en divisant par le module de l'amplitude de probabilité de $\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S = \sqrt{Prob}$, dont $Prob \equiv |\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S|^2$ [36, 24, 37].

$$|\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} = |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (31)$$

$$= |\varphi\rangle_S \otimes |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (32)$$

Dans ce cas, le $\frac{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}$ du côté droit est annulée et nous ramenons le $\frac{1}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}$ du côté gauche au côté droit. L'état final est maintenant le suivant :

$$|\Psi^f\rangle_T \equiv |\varphi\rangle_S \langle\varphi|_S \hat{U} |\psi\rangle_S \quad (33)$$

$$\simeq \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[|\bar{q}=0\rangle_P - i\delta \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (34)$$

Dans les parenthèses carrées, cela correspond à l'état final du pointeur avec lequel nous pouvons calculer les parties réelles et imaginaires de S.

$$|\bar{q} = \delta s_j\rangle_P \equiv |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (35)$$

Remarquez que la position finale du pointeur est proportionnel à ce qui suit :

$$\langle \hat{S}_W \rangle \equiv \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \quad (36)$$

Il s'agit de la valeur faible dérivée pour la première fois par AAV, une valeur complexe avec une partie réelle et imaginaire correspond au décalage de la variable du pointeur q et à son décalage par rapport à sa variable conjuguée p respectivement. Autrement dit, s'il y a un décalage dans la position d'une particule, il y aura également un décalage dans sa quantité de mouvement, soit comme nous allons explorer, la position temporelle d'un photon et sa position de fréquence se déplaceront l'une par rapport à l'autre lors d'une interaction. Si l'interaction est faible, il est possible

de mesurer ces valeurs décalées individuellement lors d'une expérience [27, 17, 16]. Pour terminer, écrivons l'état final avec cette valeur.

$$|\Psi^f\rangle_T = \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[|\bar{q}=0\rangle_P - i\delta \langle\hat{S}_W\rangle \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (37)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[1 - i\delta \langle S_W \rangle \hat{p} - \dots \right] |\bar{q}=0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (38)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S e^{-i\delta\langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q}=0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (39)$$

$$= |\psi\rangle_S e^{-i\delta\langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q}=0\rangle \quad (40)$$

C'est-à-dire, si nous avons une mesure faible parfaite dont $\delta \ll \sigma$, prenons la limite que $\delta \rightarrow 0$, nous avons essentiellement l'état initial. Nous pouvons même mesurer la fonction d'onde directement sans aucune reconstruction algorithmique et obtenir les parties réelles et imaginaires de la fonction d'onde à l'aide de la valeur faible. Démontrons cela [24, 36] :

$$\langle\bar{q}=\delta s_j | \hat{q} |\bar{q}=\delta s_j\rangle = -i\delta\mathcal{R}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) \langle\bar{q}=\delta s_j | (\hat{q}\hat{p} - \hat{p}\hat{q}) |\bar{q}=\delta s_j\rangle \quad (41)$$

$$+ \delta\mathcal{I}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) \langle\bar{q}=\delta s_j | (\hat{q}\hat{p} + \hat{p}\hat{q}) |\bar{q}=\delta s_j\rangle \quad (42)$$

$$= \delta\mathcal{R}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) = \langle\hat{q}\rangle \quad (43)$$

Ainsi pour la variable conjuguée :

$$\langle\bar{q}=\delta s_j | \hat{p} |\bar{q}=\delta s_j\rangle = -i\delta\mathcal{R}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) \langle\bar{q}=\delta s_j | (\hat{p}^2 - \hat{p}^2) |\bar{q}=\delta s_j\rangle \quad (44)$$

$$+ \delta\mathcal{I}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) \langle\bar{q}=\delta s_j | (\hat{p}^2 + \hat{p}^2) |\bar{q}=\delta s_j\rangle \quad (45)$$

$$= \frac{\delta}{4\sigma^2} \mathcal{I}\left(\langle\hat{S}_W\rangle\right) \quad (46)$$

Ensemble la valeur faible s'écrit :

$$\langle\hat{S}_W\rangle = \frac{1}{\delta} \left(\langle\hat{q}\rangle + i4\sigma^2 \langle\hat{p}\rangle \right) \quad (47)$$

En démontrant que la valeur faible est proportionnelle à la fonction d'onde, comme l'a fait AAV et que c'est paramètres peuvent être retrouver directement, on a ouvert un tout nouveau domaine dans les mesures quantiques et une alternative à la tomographie quantique traditionnelle.

2.2 Mesure faible temporelle d'un système photonique quantique

Pour les sections suivantes et ce projet de thèse, nous allons nous concentrer sur la mesure de la valeur faible à partir d'une interaction faible temporelle. Nous utiliserons un système photonique quantique dans lequel nous caractériserons l'état de polarisation d'un faisceau de photons via les délais temporels d'une mesure faible. Nous avons choisi un système photonique parce qu'il est facilement réalisable en laboratoire avec un laser pulsé. Il permettrait aussi de miniaturiser la force de l'interaction faible, grâce à une sorte de miroir (nous y reviendrons plus tard), et, surtout, les états de base pourraient être bien définis expérimentalement en utilisant les états de polarisation horizontaux et verticaux comme base. Le profil temporel des lasers pulsés peut être utilisé pour voir l'impulsion déplacer son temps d'arrivée lorsque nous tournons une plaque d'onde pour caractériser les différents états de polarisation.

2.2.1 La partie réelle du système

Nous voulons caractériser l'état de polarisation avec une mesure faible temporelle. Pour réaliser ce dernier, il faut calculer qu'il faut s'attendre à la valeur faible $\langle \hat{\pi}_W \rangle$. Nous allons calculer chaque partie de cette valeur à la fois. Commençons avec la partie réelle et par définir les paramètres de cette expérience potentielle que nous voulons éventuellement effectuer. L'état de polarisation de notre système que nous voulons mesurer est défini comme suit :

$$|\psi\rangle \equiv a|H\rangle + b|V\rangle \quad (48)$$

Soit a et b des paramètres de probabilité pour les bases $|H\rangle$ et $|V\rangle$ respectivement et $|a|^2 + |b|^2 = 1$, ainsi que $|H\rangle$ et $|V\rangle$ correspondent à les polarisation horizontaux et verticaux d'un photon.

$$|\xi(t)\rangle = \langle t|\xi\rangle \equiv \frac{1}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^{1/2}} e^{-\frac{t^2}{4\sigma^2}} \quad (49)$$

Soit le pointeur du système le profile temporel d'un faisceau, généralement gaussien est utilisé, avec position temporel t (par rapport à un temps t_0) et σ l'écart du profile temporel. L'état totale initial s'écrit :

$$|\Psi(t)^i\rangle \equiv |\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (50)$$

Effectuons une interaction faible temporelle sur la partie horizontale de l'état $|H\rangle$ avec l'opérateur de von Neumann \hat{U}^H , l'exposant H est pour indiqué que l'opérateur est appliquée sur la partie horizontale.

$$\hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = \hat{U}^H [|\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (51)$$

$$= \hat{U}^H [a|H\rangle \otimes |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (52)$$

$$= a|H\rangle \otimes \hat{U}^H |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (53)$$

$$= a|H\rangle \otimes |\xi(t - \tau)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (54)$$

L'interaction de von Neumann subit un délai temporel τ sur le pointeur couplé avec la partie horizontale. Ensuite Effectuons une mesure projective avec l'état $|\zeta\rangle \equiv \mu|H\rangle + \nu|V\rangle$ soit ν et μ des paramètres probabilité pour $|H\rangle$ et $|V\rangle$ respectivement et $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$.

$$|\Psi(t)^f\rangle = |\zeta\rangle \langle \zeta| \hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = [\bar{\mu} \langle H | + \bar{\nu} \langle V |] a|H\rangle \otimes |\xi(t - \tau)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (55)$$

$$= [\bar{\mu}a|\xi(t - \tau)\rangle + \bar{\nu}b|\xi(t)\rangle] \otimes |\zeta\rangle \quad (56)$$

$$= F(t) \otimes |\zeta\rangle \quad (57)$$

Soit $F(t) \equiv A|\xi(t - \tau)\rangle + B|\xi(t)\rangle$, $A \equiv a\bar{\mu}$ et $B \equiv b\bar{\nu}$. Trouvons la valeur d'espérance de la position temporel $\langle \hat{t} \rangle$.

$$\langle \hat{t} \rangle = \langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle \quad (58)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt \quad (59)$$

Soit $I(t) \equiv |F(t)|^2$, nous pouvons le normalisé avec $\frac{1}{\langle \Psi(t)^f | \Psi(t)^f \rangle}$:

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \frac{\langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle}{\langle \Psi(t)^f | \Psi(t)^f \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt} \quad (60)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t - \tau) t + |B|^2 \Xi(t) t + A\bar{B}\Xi(t, \tau) t + \bar{A}B\Xi(t, \tau) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t - \tau) + |B|^2 \Xi(t) + A\bar{B}\Xi(t, \tau) + \bar{A}B\Xi(t, \tau) dt} \quad (61)$$

Soit $\Xi(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$ et $\Xi(t, \tau) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{2t^2 - 2t\tau + \tau^2}{4\sigma^2}}$. Notons que vue que nous effectuons une interaction faible sur le système, il y a une superposition entre les pointeurs pour la partie de polarisation horizontale et verticale. Les solutions de chaque intégrale sont énumérées ci-dessous et nous reprendrons notre développement de la partie réelle de la valeur faible.

$$\begin{array}{ll} \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t - \tau) t dt = \tau & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t) dt = 1 \\ \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t - \tau) dt = 1 & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t, \tau) t dt = \frac{\tau}{2} e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}} \\ \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t) t dt = 0 & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t, \tau) dt = e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}} \end{array}$$

Donc avec ces solutions, la partie réelle se trouve :

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}} \quad (62)$$

Vue que nous sommes dans le régime des mesures faibles, prenons la limite

$\tau \ll \sigma$:

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B}{|A|^2 + |B|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B} \quad (63)$$

$$\equiv \mathcal{R}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (64)$$

Ce dernier est la partie réelle de la valeur faible $\langle \hat{\pi}_W \rangle$.

2.2.2 La partie imaginaire du système

Comme nous l'avons déjà mentionné, un déplacement de la variable du pointeur, tel que sa position temporelle t par rapport à un t_0 , devrait entraîner un déplacement de son spectre de fréquence. Vérifions-le en calculant la partie imaginaire de la valeur faible $\langle \hat{\pi}_W \rangle$. Commençons par prendre la transformation de Fourier de la fonction temporel $F(t)$ de l'état quantique $|\Psi(t)^f\rangle$:

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt \quad (65)$$

$$= \frac{\sqrt[4]{2}\sqrt{\sigma}}{\sqrt[4]{\pi}} (A + Be^{i\omega\tau}) e^{-\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (66)$$

Avec ce dernier la fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi(\omega)^f\rangle = F(\omega) \otimes |\zeta\rangle \quad (67)$$

Ensuite trouvons la valeur d'espérance pour la position fréquentielle avec des étapes similaires que la partie réelle :

$$\langle \hat{\omega} \rangle = \langle \Psi(\omega)^f | \hat{\omega} | \Psi(\omega)^f \rangle \quad (68)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (69)$$

Soit $S(\omega) \equiv |F(\omega)|^2$ et normalisons cette valeur :

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{\sqrt{2}\sigma}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \omega e^{i\omega\tau} + |B|^2 \omega e^{i\omega\tau} + A\bar{B}\omega + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} \omega d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 e^{i\omega\tau} + |B|^2 e^{i\omega\tau} + A\bar{B} + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} d\omega} e^{-2\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (70)$$

Avec des solutions d'intégrale similaires nous obtenons :

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{(B\bar{A} - A\bar{B})e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (71)$$

Prenons encore la limite dont $\tau \ll \sigma$ vue que nous sommes dans le régime des mesures faibles :

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{B\bar{A} - A\bar{B}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (72)$$

$$\equiv \mathcal{I}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (73)$$

2.3 Proposition expérimentale pour la caractérisation de la valeur faible

Nous continuons avec notre système photonique quantique en nous appuyant sur nos découvertes concernant la partie réelle et imaginaire de la valeur faible. Nous pouvons calculer que pour un état d'entrée soit :

$$|\psi(\theta)^{in}\rangle = \cos(\theta) |H\rangle + \sin(\theta) e^{i\Delta} |V\rangle \quad (74)$$

Soit θ l'angle d'une lame d'onde et Δ la différence de phase induit soit par une lame d'onde. Donc on suppose que $a \in \mathcal{R}$ et $b \in \mathcal{C}$. Ensuite, l'état utilisé pour une mesure de projection résultant devrait être composé de deux états de base, tels qu'un état de polarisation diagonale.

$$|\varsigma\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle) \quad (75)$$

Nous avons choisi l'état de polarisation diagonale, car il contient la moitié de chacun des deux états de bases. Les parties réelles et imaginaires de la valeur faible seraient donc :

$$\mathcal{R}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) = \frac{\tau}{2} \cos^2(\theta) \quad (76)$$

$$\mathcal{I}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) = -\frac{\tau}{8\sigma^2} \sin(2\theta) \quad (77)$$

En fonction de l'état d'entrée, la valeur faible varie. Il est important de noter que le délai τ est le délai maximal que nous utilisons pour interagir avec le système. Lorsque nous changeons les états d'entrée, le délai τ devrait évoluer entre l'absence de délai et le délai maximal, c'est-à-dire entre les polarisations $|V\rangle$ et $|H\rangle$.

3 MESURE EXPÉRIMENTALE DIRECTE D'UN ÉTAT DE POLARISATION EN UTILISANT UNE MESURE FAIBLE TEMPORELLE

3.1 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible

3.1.1 Montage préposé

3.2 Mesure de la vitesse de la lumière à l'aide d'un oscilloscope

3.2.1 Acquisition de donnée et mesure d'un délai en utilisant un oscilloscope

3.2.2 Note physique sur la réalité de l'acquisition

3.3 Résultats de la partie réelle de la valeur faible

3.4 Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible

3.4.1 Montage préposé

4 RÉSULTATS ET DISCUSSION

- 4.1 Interprétation des données expérimentaux**
- 4.2 Analyze des résultats expérimentaux**
 - 4.2.1 La partie réelle**
 - 4.2.2 Ce qu'on propose pour la partie imaginaire**
- 4.3 Discussion sur les résultats expérimentaux**

5 CONCLUSION

5.1 Conclusion sur la thèse

5.2 Applications et projet de future

Références

- [1] David J. GRIFFITHS et Darrell F. SCHROETER. *Introduction to Quantum Mechanics*. 3^e éd. Cambridge University Press, 2018.
- [2] P.J.E. (Phillip James Edwin) PEEBLES. *Quantum Mechanics*. Princeton University Press, 1992.
- [3] Richard P. FEYNMAN. “Simulating physics with computers”. In : *International Journal of Theoretical Physics* 21.6 (1982), p. 467-488. DOI : 10.1007/BF02650179. URL : <https://doi.org/10.1007/BF02650179>.
- [4] John PRESKILL. *Quantum computing 40 years later*. 2023. arXiv : 2106.10522 [quant-ph]. URL : <https://arxiv.org/abs/2106.10522>.
- [5] David P. DiVINCENZO. “The Physical Implementation of Quantum Computation”. In : *Fortschritte der Physik* 48.9–11 (sept. 2000), 771–783. ISSN : 1521-3978. DOI : 10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::aid-prop771>3.0.co;2-e. URL : [http://dx.doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E](http://dx.doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E).
- [6] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY et N. ROSEN. “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?” In : *Phys. Rev.* 47 (10 1935), p. 777-780. DOI : 10.1103/PhysRev.47.777. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>.
- [7] John BELL. “Against ‘measurement’”. In : *Physics World* 3.8 (1990), p. 33. DOI : 10.1088/2058-7058/3/8/26. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/2058-7058/3/8/26>.
- [8] Maximilian SCHLOSSHAUER. “Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics”. In : *Rev. Mod. Phys.* 76 (4 2005), p. 1267-1305. DOI : 10.1103/RevModPhys.76.1267. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.1267>.
- [9] A. J. LEGGETT. “The Quantum Measurement Problem”. In : *Science* 307.5711 (2005), p. 871-872. DOI : 10.1126/science.1109541. eprint : <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1109541>. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1109541>.
- [10] Andrew N. JORDAN et Irfan A. SIDDIQI. *Quantum Measurement: Theory and Practice*. Sous la dir. de 1. Cambridge University Press, 2024.

- [11] Eugene Paul WIGNER. “The Problem of Measurement”. In : *American Journal of Physics* 31 (1963), p. 6-15. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123135868>.
- [12] Hitoshi WAKITA. “Measurement in Quantum Mechanics”. In : *Progress of Theoretical Physics* 23 (1960), p. 32-40. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:122559296>.
- [13] JOHN S. BELL. “On the Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics”. In : *Rev. Mod. Phys.* 38 (3 1966), p. 447-452. DOI : [10.1103/RevModPhys.38.447](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.38.447). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.38.447>.
- [14] J.B. ALTEPETER, E.R. JEFFREY et P.G. KWIAT. “Photonic State Tomography”. In : sous la dir. de P.R. BERMAN et C.C. LIN. T. 52. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics. Academic Press, 2005, p. 105-159. DOI : [https://doi.org/10.1016/S1049-250X\(05\)52003-2](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(05)52003-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X05520032>.
- [15] Yuval GEFEN. “Weak Measurement: A Peephole into the Quantum World”. In : *ICTP Colloquium Series*. Sous la dir. de Weizmann Institute of SCIENCE. 2017.
- [16] Jeff S. LUNDEEN et al. “Direct measurement of the quantum wavefunction”. In : *Nature* 474.7350 (2011), p. 188-191. DOI : [10.1038/nature10120](https://doi.org/10.1038/nature10120). URL : <https://doi.org/10.1038/nature10120>.
- [17] Yakir AHARONOV, David Z. ALBERT et Lev VAIDMAN. “How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100”. In : *Phys. Rev. Lett.* 60 (14 1988), p. 1351-1354. DOI : [10.1103/PhysRevLett.60.1351](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1351). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1351>.
- [18] Nicolas BRUNNER et al. “Optical Telecom Networks as Weak Quantum Measurements with Postselection”. In : *Phys. Rev. Lett.* 91 (18 2003), p. 180402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.91.180402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.180402). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.180402>.
- [19] Nicolas BRUNNER et al. “Direct Measurement of Superluminal Group Velocity and Signal Velocity in an Optical Fiber”. In : *Physical Review Letters* 93.20 (2004). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.93.203902](https://doi.org/10.1103/physrevlett.93.203902). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.203902>.

- [20] Lucien HARDY. “Quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-invariant realistic theories”. In : *Phys. Rev. Lett.* 68 (20 1992), p. 2981-2984. DOI : 10.1103/PhysRevLett.68.2981. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.2981>.
- [21] Yakir AHARONOV et al. “Revisiting Hardy’s paradox: counterfactual statements, real measurements, entanglement and weak values”. In : *Physics Letters A* 301.3–4 (août 2002), 130–138. ISSN : 0375-9601. DOI : 10.1016/s0375-9601(02)00986-6. URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601\(02\)00986-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601(02)00986-6).
- [22] G. T. FOSTER et al. “Quantum State Reduction and Conditional Time Evolution of Wave-Particle Correlations in Cavity QED”. In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (15 2000), p. 3149-3152. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.3149. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3149>.
- [23] Lars M JOHANSEN. “What is the value of an observable between pre- and postselection?” In : *Physics Letters A* 322.5 (2004), p. 298-300. ISSN : 0375-9601. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.01.041>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960104001227>.
- [24] Jeff LUNDEEN. “Generalized Measurement and Post-selection in Optical Quantum Information”. Thèse de doct. University of Toronto, 2006.
- [25] John von NEUMANN et Robert T. BEYER. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics: New Edition*. Princeton University Press, fév. 2018. ISBN : 9780691178561. DOI : 10.23943/princeton/9780691178561.001.0001. URL : <https://doi.org/10.23943/princeton/9780691178561.001.0001>.
- [26] G. J. PRYDE et al. “Measurement of Quantum Weak Values of Photon Polarization”. In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (22 2005), p. 220405. DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.220405. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.220405>.
- [27] A. HARIRI et al. “Experimental simultaneous readout of the real and imaginary parts of the weak value”. In : *Phys. Rev. A* 100 (3 2019), p. 032119. DOI : 10.1103/PhysRevA.100.032119. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.032119>.
- [28] G. S. THEKKADATH et al. “Direct Measurement of the Density Matrix of a Quantum System”. In : *Phys. Rev. Lett.* 117 (12 2016), p. 120401. DOI : 10.

- 1103/PhysRevLett.117.120401. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.120401>.
- [29] Guillaume THEKKADATH. “Joint measurements of complementary properties of quantum systems”. Mém. de mast. University of Ottawa, 2017.
 - [30] Nicolas BRUNNER et Christoph SIMON. “Measuring Small Longitudinal Phase Shifts: Weak Measurements or Standard Interferometry?” In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (1 2010), p. 010405. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.010405. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.010405>.
 - [31] Omar S MAGAÑA-LOAIZA et al. “Weak-value measurements can outperform conventional measurements”. In : *Physica Scripta* 92.2 (2016), p. 023001. DOI : 10.1088/1402-4896/92/2/023001. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1402-4896/92/2/023001>.
 - [32] Jérémie HARRIS, Robert W. BOYD et Jeff S. LUNDEEN. “Weak Value Amplification Can Outperform Conventional Measurement in the Presence of Detector Saturation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 118 (7 2017), p. 070802. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.070802. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.070802>.
 - [33] Luis José SALAZAR-SERRANO et al. “Measurement of sub-pulse-width temporal delays via spectral interference induced by weak value amplification”. In : *Phys. Rev. A* 89 (1 2014), p. 012126. DOI : 10.1103/PhysRevA.89.012126. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.012126>.
 - [34] John C. HOWELL. “Weakness of weak values: Incompatibility of anomalous pulse-spectrum amplification and optical frequency combs”. In : *Physical Review A* 106.1 (2022), p. 012224. DOI : 10.1103/PhysRevA.106.012224. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.106.012224>.
 - [35] Jeff S. LUNDEEN et Charles BAMBER. “Procedure for Direct Measurement of General Quantum States Using Weak Measurement”. In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (7 2012), p. 070402. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.070402. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.070402>.
 - [36] J.S. LUNDEEN et K.J. RESCH. “Practical measurement of joint weak values and their connection to the annihilation operator”. In : *Physics Letters A* 334.5 (2005), p. 337-344. ISSN : 0375-9601. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.11.037>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960104016342>.

- [37] Aephraim M. STEINBERG. “How Much Time Does a Tunneling Particle Spend in the Barrier Region?” In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (13 1995), p. 2405-2409. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2405. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2405>.

ANNEXE A

ANNEXE B