

**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

Résumé

Abstract

Table des matières

Page titre	i
Composition du jury	ii
Remerciements	iii
Sommaire	iv
Abstract	v
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	xii
Liste des symboles	1
1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES	1
1.1 La tomographie quantique	3
1.2 La mesure faible	11
1.3 Motivation de la thèse	14
2 LES MESURES FAIBLES TEMPORELLES ET FRÉQUENCIELLES D'UN SYSTÈME QUANTIQUE	16
2.1 Proposition d'une procédure directe avec une mesure faible temporelle	16
2.2 Mesure faible temporelle d'un système photonique quantique	23
2.2.1 La partie réelle du système	23
2.2.2 La partie imaginaire du système	27
2.3 Proposition expérimentale pour la caractérisation de la valeur faible .	28
2.4 Mots finaux sur la théorie	30
3 MESURE EXPÉRIMENTALE DIRECTE D'UN ÉTAT DE POLARISATION EN UTILISANT UNE MESURE FAIBLE TEMPORELLE	31
3.1 Mesure de la vitesse de la lumière à l'aide d'un oscilloscope	31
3.1.1 Acquisition de donnée et mesure d'un délai en utilisant un oscilloscope	31
3.1.2 Analyse et résultats de l'expérience de la vitesse de la lumière	34
3.2 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible	40
3.2.1 Montage préposé	41
3.3 Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible	45
3.3.1 Montage préposé	45
4 RÉSULTATS ET DISCUSSION	46

4.1	Analyse des résultats expérimentaux pour la partie réelle de la valeur faible	46
4.1.1	La partie réelle	47
4.1.2	Discussion sur les résultats expérimentaux de la partie réelle	49
4.2	La partie imaginaire	51
4.3	EXTRA	51
5	CONCLUSION	52
5.1	Conclusion sur la thèse	52
5.2	Applications et projet de future	52
ANNEXE A		57
.1	Mesure d'une fréquence créée par l'effet Doppler à l'aide de la visibilité et l'oscilloscope	57
.2	Résultats de l'effet Doppler	57
ANNEXE B		58

Liste des tableaux

Table des figures

5	Schéma de notre dispositif expérimental pour évaluer la fiabilité de nos mesures temporelles en mesurant la vitesse de la lumière. Un laser impulsif passe dans une lame demi-onde pour régler l'intensité d'entrée, avant d'être dirigé vers un séparateur de faisceau polarisant (PBS) qui divise les états de polarisation horizontaux et verticaux de base de l'impulsion d'entrée en deux voies orthogonales, l'une d'entre elles étant ignorée par un bloc. Nous définissons les états de polarisation comme le faisceau réfléchi étant l'état de base de polarisation verticale de l'état d'entrée, et le faisceau transmis étant l'état de base horizontal. L'état horizontal se dirige vers un miroir que nous ajusterons en fonction des différentes distances à mesurer. Il est ensuite renvoyé vers le PBS pour y être réfléchi. Ce dernier se fait avec une lame quart d'onde qui modifie l'état de polarisation $ H\rangle$ en un état $ V\rangle$. L'impulsion traverse ensuite une demi-plaque d'onde et un polariseur. Il est réglé pour transmettre uniquement l'état verticale lors de la réflexion du PBS. Il est ensuite détecté avec un photomultiplicateur rapide à base de Si fabriqué par Thorlabs, puis interprété par notre oscilloscope.	32
6	Schéma du fonctionnement du mode d'acquisition du temps d'équivalence de l'oscilloscope. L'oscilloscope acquiert quelques échantillons par événement de déclenchement pour obtenir le signal complet de notre impulsion. Il va ensuite enregistrer un certain nombre d'échantillons d'acquisition. Une fois terminé, l'oscilloscope combine plusieurs échantillons d'acquisition d'un signal répétitif. Il émet ensuite la densité d'échantillonnage du signal d'entrée pour un enregistrement de forme d'onde lisse et complet. Le taux d'échantillonnage est supérieur à celui de son homologue en temps réel. Le type d'échantillonnage par équivalence de temps que prend l'oscilloscope est appelé échantillonnage aléatoire par équivalence de temps, qui est effectué dans le cadre d'événements aléatoires définis par l'horloge d'échantillonnage de l'oscilloscope, qui fonctionne de manière asynchrone par rapport au signal d'entrée et au signal de déclenchement. [34]	35
7	Profil temporel typique de notre impulsion laser ultra-courte NPL64B fabriquée par thorlabs, mesurée avec un photomultiplicateur à base de Si et acquise à l'aide du mode d'acquisition temporelle EQ de l'oscilloscope.	36
8	Profil temporel des données d'impulsion pour chacune des distances mesurées et ajustement de la courbe pour l'expérience de la vitesse de la lumière avec un miroir ajustable.	37
9	Résultats des retards mesurés lors de l'expérience sur la vitesse de la lumière et leur ajustement linéaire	38
10	Profil temporel des données d'impulsion de la vitesse de la lumière dans l'expérience des câbles BNC RG-58 avec chacun de ses ajustements de courbe.	39

11	Retards mesurés pour la longueur du câble BNC eaxh avec son ajustement de courbe.	40
12	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	41
13	Schéma du trajet $ H\rangle \rightarrow D\rangle \rightarrow V\rangle \rightarrow A\rangle$. . . utilisant seulement une lame demi-onde dans la préparation de l'état d'entrée	43
14	Schéma du trajet $ H\rangle \rightarrow R\rangle \rightarrow V\rangle \rightarrow L\rangle$. . . utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d'onde à 0 dégrée dans la préparation de l'état d'entrée	44
15	Schéma du trajet $ D\rangle \rightarrow R\rangle \rightarrow A\rangle \rightarrow L\rangle$. . . utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d'onde à 45 dégrée dans la préparation de l'état d'entrée	45
16	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	48
17	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	48
18	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	49

1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES

Le développement des technologies quantiques repose sur la capacité à mesurer et à caractériser les états quantiques avec une précision et une fiabilité accrues [1, 2, 3]. Dans ce contexte, le domaine de la photonique quantique occupe une place centrale grâce aux propriétés étonnantes des photons. Contrairement aux systèmes basés sur d'autres matières, les photons présentent une faible décohérence. Ils peuvent être manipulés facilement grâce à leurs divers degrés de liberté (polarisation, domaine positionnel, quantité de mouvement, temporel et fréquentiel), et ils s'intègrent naturellement dans les infrastructures optiques existantes [4, 5]. L'état de polarisation des photons peut être utilisé comme état de base pour des technologies quantiques, par exemple sous forme de qubit pour des ordinateurs ou de circuit quantique [6]. Cette plateforme possède des caractéristiques idéales pour de nombreuses applications, notamment la communication quantique sécurisée, l'imagerie quantique à haute résolution, la métrologie quantique, le calcul quantique basé sur l'optique linéaire, ainsi que d'autres domaines où les technologies quantiques sont nécessaires [7, 8, 9].

Par conséquent, il est crucial d'effectuer des mesures approfondies afin de caractériser avec précision les états quantiques dans le cadre de ces avancées technologiques. Cependant, effectuer des mesures quantiques pose un défi en raison de la nature aléatoire de la théorie. Contrairement à la mécanique classique, il est impossible de mesurer simultanément le moment d'arrivée et la fréquence spectrale avec une précision absolue et optimale. Cela est dû au principe d'incertitude d'Heisenberg, qui découle de la nature ondulatoire du système. On prétend que l'état du système se trouve dans une superposition de tous ses états possibles. Une mesure ou une interaction avec le système quantique cause une perturbation qui fait effondrer l'état dans l'un de ses états propres possibles. Une fois perturbé, l'état demeure inchangé. La figure ci-dessous illustre ce concept de manière classique. Par conséquent, pour caractériser un état quantique, on doit effectuer des mesures projectives pour obtenir certaines informations sur le système. Les techniques conventionnelles, comme la tomographie quantique, permettent une reconstruction complète des états à l'aide de plusieurs mesures projectives. Toutefois, elles deviennent rapidement inadaptées aux systèmes de grande dimension en raison de leur coût computationnel et expérimental exponentiel. Étant que ces techniques reposent sur un grand nombre de mesures de projection, ceci les rend inadaptées à certaines applications nécessitant des mesures

en temps réel ou une interaction minimale avec le système.

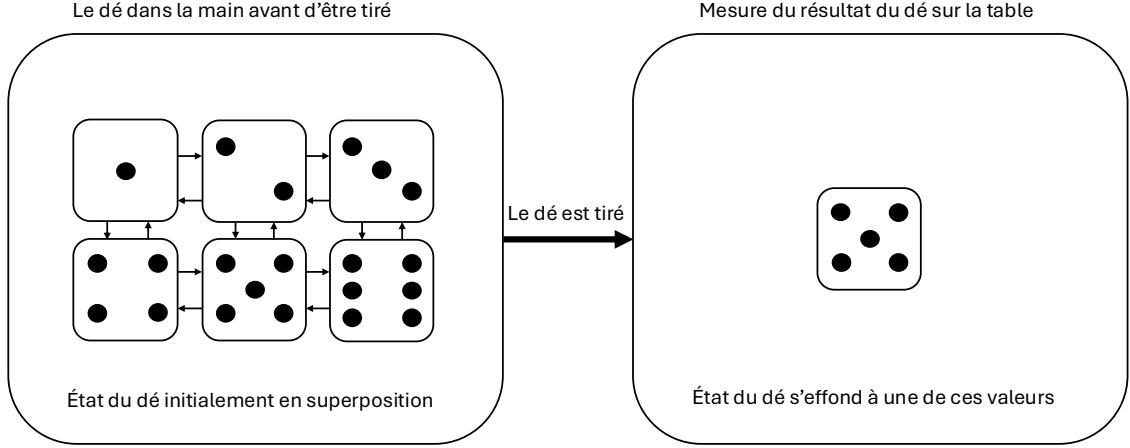


FIGURE 1 – Cette analogie s’inspire des célèbres paroles d’Einstein, selon lesquelles «Dieu ne joue pas aux dés» quand il met en doute la complétude de la théorie [10], ce qui a été démenti par John Bell [11], qui l’a contredit. Envisageons maintenant que vous lanciez un dé. Lorsque nous lançons un dé, nous supposons qu’il se trouve dans un état de superposition $|\text{dé}\rangle = c_1|1\rangle + c_2|2\rangle + c_3|3\rangle + c_4|4\rangle + c_5|5\rangle + c_6|6\rangle$, où tous les états propres possibles $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle, |5\rangle, |6\rangle\}$ et leurs coefficients de probabilité $c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6$ se trouvent dans notre main. Une fois lancés sur la table et en observant leur résultat, nous disons que le système s’effondre vers l’une de ses valeurs possibles, comme l’état $|5\rangle$, qui a une probabilité de $\frac{1}{6}$ de se produire. Une fois qu’il s’est effondré, les mesures ultérieures du système restent les mêmes. L’objectif des mesures quantiques est de caractériser complètement l’état du système quantique du dé. Comme nous sommes limités aux mesures projectives, nous discuterons des techniques possibles, telles que l’effondrement continu du système via la tomographie et la reconstruction indirecte de l’état quantique, ainsi que notre méthode alternative utilisant la mesure faible pour la caractérisation directe de l’état quantique.

Une approche alternative consiste à utiliser des mesures faibles qui permettent d’extraire des informations sur un état quantique sans entraîner son effondrement complet. Cette technique, introduite par Aharonov, Albert et Vaidman (AAV) [12] dans le cadre de l’interprétation de la mécanique quantique, repose sur le modèle de mesure quantique de von Neumann [13] et exploite un pointeur couplé au système, dont le déplacement est proportionnel à un observable complexe nommé la «valeur faible». Bien que les mesures faibles aient été largement étudiées en théorie, leur mise en œuvre expérimentale dans le domaine temporel des photons est relativement peu

explorée, en particulier dans le contexte d'applications pratiques sur les technologies quantiques.

On suggère une nouvelle méthode de mesure faible qui exploite le domaine temporel des photons pour caractériser des états de polarisation. Elle offre un cadre plus robuste pour la caractérisation d'état de polarisation que des mesures faibles basées sur le domaine positionnel. Nous commencerons par une analyse des principes fondamentaux des mesures quantiques. Nous comparerons les approches tomographiques classiques et les mesures faibles en termes de leurs avantages et limites respectifs. Nous présenterons ensuite une méthode innovante, spécialement conçue pour les systèmes photoniques, qui permettra de collecter le plus d'information possible sur l'état quantique tout en limitant l'influence de la mesure (interaction) sur le système. Cette méthode sera évaluée à travers des expériences en laboratoire. Ensuite, nous discuterons des résultats et des implications pour les technologies quantiques émergentes. Enfin, nous examinerons les possibilités d'application de cette technique dans des domaines tels que la communication quantique, l'informatique quantique et autres.

1.1 La tomographie quantique

Traditionnellement, la tomographie quantique est utilisée pour reconstruire la fonction d'onde d'un état quantique à partir d'un ensemble de mesures projectives. En photonique quantique, ce processus consiste à effectuer des mesures de projection sur divers états quantiques en utilisant des bases orthogonales variées, soit $\{|H\rangle, |V\rangle\}$, $\{|D\rangle, |A\rangle\}$ et $\{|R\rangle, |L\rangle\}$, (polarisation horizontale, verticale) (diagonale, anti-diagonale) et (circulaire droite, gauche) respectivement. Ensuite, les résultats obtenus sont analysés par un algorithme sophistiqué qui recrée implicitement la fonction d'onde à partir de la matrice densité de l'état quantique. La matrice densité représente un opérateur hermitien qui renferme toutes les informations sur l'état quantique, y compris la fonction d'onde, ainsi que certaines caractéristiques probabilistes qu'un tel système peut présenter. Elle se présente sous la forme $\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$ pour un état $|\psi\rangle$ et on peut facilement vérifier sa pureté en prenant la trace $Tr(\rho) = 1$. Plus d'informations à ce sujet sous peu. Pour approfondir nos connaissances, considé-

rons un exemple arbitraire. Supposons un photon préparé dans l'état de polarisation suivant :

$$|\psi\rangle = a|H\rangle + b|V\rangle \quad (1)$$

où $a, b \in \mathcal{C}$, $|a|^2 + |b|^2 = 1$ et dans la base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$. La matrice de densité de cet état, que l'on retrouvera prochainement dans cet exemple, s'écrit comme suit :

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} |a|^2 & a\bar{b} \\ \bar{a}b & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

L'objectif d'une tomographie quantique est de déterminer les coefficients de la matrice. Pour ce faire, il faut effectuer des mesures projectives pour obtenir les probabilités ou intensités de détection dans différentes bases de polarisation. La fraction de photons détectés en sortie $|H\rangle$ correspond alors à $|a|^2$ et en sortie $|V\rangle$ correspond à $|b|^2$. Pour accéder aux termes d'interférence, comme $a\bar{b}$, il faut réaliser des mesures dans des bases complémentaires, telles que $\{|D\rangle, |A\rangle\}$ pour la polarisation diagonale et antidiagonale, ou $\{|R\rangle, |L\rangle\}$ pour la polarisation circulaire. Les différences d'intensité observées dans ces diverses configurations de mesure projective permettent de reconstruire les éléments de matrice densité. Ensemble, ce dernier illustre la puissance de la tomographie quantique, tout en soulignant sa complexité et les ressources nécessaires à sa mise en œuvre pour des états de dimension plus élevée. En photonique quantique, ainsi, pour la caractérisation des états de polarisation, cette matrice densité peut également être exprimée en termes des paramètres de Stokes [6]. Les paramètres de Stokes décrivent complètement l'état de polarisation, et ils sont liés aux probabilités de détection dans différentes bases de polarisation

[14]. Les paramètres sont définis par :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{|H\rangle} + P_{|V\rangle} \\ P_{|H\rangle} - P_{|V\rangle} \\ P_{|D\rangle} - P_{|A\rangle} \\ P_{|R\rangle} - P_{|L\rangle} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Où $P_{|H\rangle}$ la probabilité de détection pour l'état de polarisation horizontale $|H\rangle$ et $P_{|V\rangle}$ la probabilité de détection pour l'état de polarisation verticale $|V\rangle$. Ainsi, les paramètres de Stokes : S_0 représente l'intensité ou probabilité totale du faisceau, S_1 représente la différence de probabilités entre les polarisations $|H\rangle$ et $|V\rangle$, S_2 représente la différence probabilités entre les polarisations $|D\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ et $|A\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - |V\rangle)$ et S_3 représente la différence probabilités entre les polarisations $|R\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + i|V\rangle)$ et $|L\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - i|V\rangle)$. En notant les probabilités de mesure pour chacune de ces bases, on reconstruit la matrice densité à partir de :

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 S_i \sigma_i \quad (4)$$

Soit $\hat{\sigma}_i$ sont les matrices de Pauli défini comme suit :

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Utilisant l'état arbitraire que nous avons mentionné, trouvons la matrice densité avec les paramètres de Stokes. Commençons par réécrire la matrice densité comme suit :

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(S_0\hat{\sigma}_0 + S_1\hat{\sigma}_1 + S_2\hat{\sigma}_2 + S_3\hat{\sigma}_3) \quad (6)$$

Ensuite, trouvons chacun des paramètres de Stokes en projetant les différentes bases sur l'état de polarisation. Les deux premiers paramètres S_0 et S_1 sont simples, trouvons les probabilités $P_{|H\rangle}$ et $P_{|V\rangle}$.

$$P_{|H\rangle} = |\langle H|\psi \rangle|^2 = (a\langle H|H \rangle + b\langle H|V \rangle)(\bar{a}\langle H|H \rangle + \bar{b}\langle H|V \rangle) \quad (7)$$

$$= |a|^2 \quad (8)$$

$$P_{|V\rangle} = |\langle V|\psi \rangle|^2 = (a\langle V|H \rangle + b\langle V|V \rangle)(\bar{a}\langle V|H \rangle + \bar{b}\langle V|V \rangle) \quad (9)$$

$$= |b|^2 \quad (10)$$

Les paramètres de stokes S_0 et S_1 sont donc les suivants :

$$S_0 = P_{|H\rangle} + P_{|V\rangle} = |a|^2 + |b|^2 = 1 \quad (11)$$

$$S_1 = P_{|H\rangle} - P_{|V\rangle} = |a|^2 - |b|^2 \quad (12)$$

Pour les deux paramètres suivants S_2 et S_3 , nous devons exprimer les états projetés dans nos états de base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$.

$$P_{|D\rangle} = |\langle D|\psi \rangle|^2 = \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(a\langle H|H \rangle + a\langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(b\langle H|V \rangle + b\langle V|V \rangle) \right) \right] \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a}\langle H|H \rangle + \bar{a}\langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{b}\langle H|V \rangle + \bar{b}\langle V|V \rangle) \right) \right] = \frac{1}{2}(a+b)(\bar{a}+\bar{b}) \quad (13)$$

$$= \frac{1}{2}(|a|^2 + a\bar{b} + \bar{a}b + |b|^2) \quad (16)$$

$$P_{|A\rangle} = |\langle A|\psi \rangle|^2 = \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(a\langle H|H \rangle - a\langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(b\langle H|V \rangle - b\langle V|V \rangle) \right) \right] \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a}\langle H|H \rangle - \bar{a}\langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{b}\langle H|V \rangle - \bar{b}\langle V|V \rangle) \right) \right] = \frac{1}{2}(a-b)(\bar{a}-\bar{b}) \quad (17)$$

$$= \frac{1}{2}(|a|^2 - a\bar{b} - \bar{a}b + |b|^2) \quad (18)$$

$$+ \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{b}\langle H|V \rangle - \bar{b}\langle V|V \rangle) \right) \right] = \frac{1}{2}(a-b)(\bar{a}-\bar{b}) \quad (19)$$

$$= \frac{1}{2}(|a|^2 - a\bar{b} - \bar{a}b + |b|^2) \quad (20)$$

$$S_2 = P_{|D\rangle} - P_{|A\rangle} = a\bar{b} + \bar{a}b = 2\mathcal{R}(ab) \quad (21)$$

On répète la même technique pour S_3 :

$$P_{|R\rangle} = |\langle R|\psi \rangle|^2 = \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(a \langle H|H \rangle + ia \langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(b \langle H|V \rangle + ib \langle V|V \rangle) \right) \right] \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a} \langle H|H \rangle + i\bar{a} \langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{b} \langle H|V \rangle + i\bar{b} \langle V|V \rangle) \right) \right] = \frac{1}{2}(a + ib)(\bar{a} + i\bar{b}) \quad (22)$$

$$= \frac{1}{2}(|a|^2 + ia\bar{b} + i\bar{a}b - |b|^2) \quad (25)$$

$$P_{|L\rangle} = |\langle L|\psi \rangle|^2 = \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(a \langle H|H \rangle - ia \langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(b \langle H|V \rangle - ib \langle V|V \rangle) \right) \right] \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{a} \langle H|H \rangle - i\bar{a} \langle V|H \rangle) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{b} \langle H|V \rangle - i\bar{b} \langle V|V \rangle) \right) \right] = \frac{1}{2}(a - ib)(\bar{a} - i\bar{b}) \quad (26)$$

$$= \frac{1}{2}(|a|^2 - ia\bar{b} - i\bar{a}b - |b|^2) \quad (27)$$

$$S_3 = P_{|R\rangle} - P_{|L\rangle} = i(a\bar{b} + \bar{a}b) = 2\mathcal{I}(ab) \quad (30)$$

Ensuite écrivons nous résultats dans notre matrice densité.

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(S_0\hat{\sigma}_0 + S_1\hat{\sigma}_1 + S_2\hat{\sigma}_2 + S_3\hat{\sigma}_3) \quad (31)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_1 & S_2 - S_3 \\ S_2 + S_3 & S_0 - S_1 \end{pmatrix} \quad (32)$$

$$= \begin{pmatrix} |a|^2 & \mathcal{R}(a\bar{b}) - i\mathcal{I}(a\bar{b}) \\ \mathcal{R}(\bar{a}b) - i\mathcal{I}(\bar{a}b) & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (33)$$

$$= \begin{pmatrix} |a|^2 & a\bar{b} \\ \bar{a}b & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (34)$$

Nous avons maintenant reconstruit notre matrice de densité à partir d'un état de polarisation arbitraire en utilisant les paramètres de Stokes. Pour un état pur, comme notre exemple, on a la propriété $Tr(\hat{\rho}) = 1$, ce qui se traduit par une cohérence quantique maximale. En revanche, un état mixte se caractérise par une matrice densité statistique, qui est une somme pondérée d'états purs :

$$\hat{\rho}_{mixte} = \sum_i^N p_i |\psi\rangle_i \langle \psi|_i \quad (35)$$

Nous avons N états, chacun étant associé à une probabilité p_i . Pour chaque état $\hat{\psi}_i$, nous avons $\sum_i^N p_i = 1$. Dans ce contexte, $Tr(\hat{\rho}_{mixte}) < 1$. Cela signifie que la pureté d'une matrice densité peut être mesurée par sa trace. Un état pur possède une cohérence parfaite, tandis qu'un état mixte résulte d'un mélange statistique d'états. Il est possible de mesurer la pureté d'un état en examinant les paramètres de Stokes de cet état. La somme de ces paramètres, $\sum_i^3 S_i$, doit être égale à 1 pour un état pur et inférieure à 1 pour un état mixte. Dans le domaine de la photonique quantique, il est possible de visualiser l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré,

une représentation tridimensionnelle où chaque axe correspond à un paramètre de Stokes, excluant ainsi S_0 . Chaque point sur cette surface représente un état distinct de polarisation.

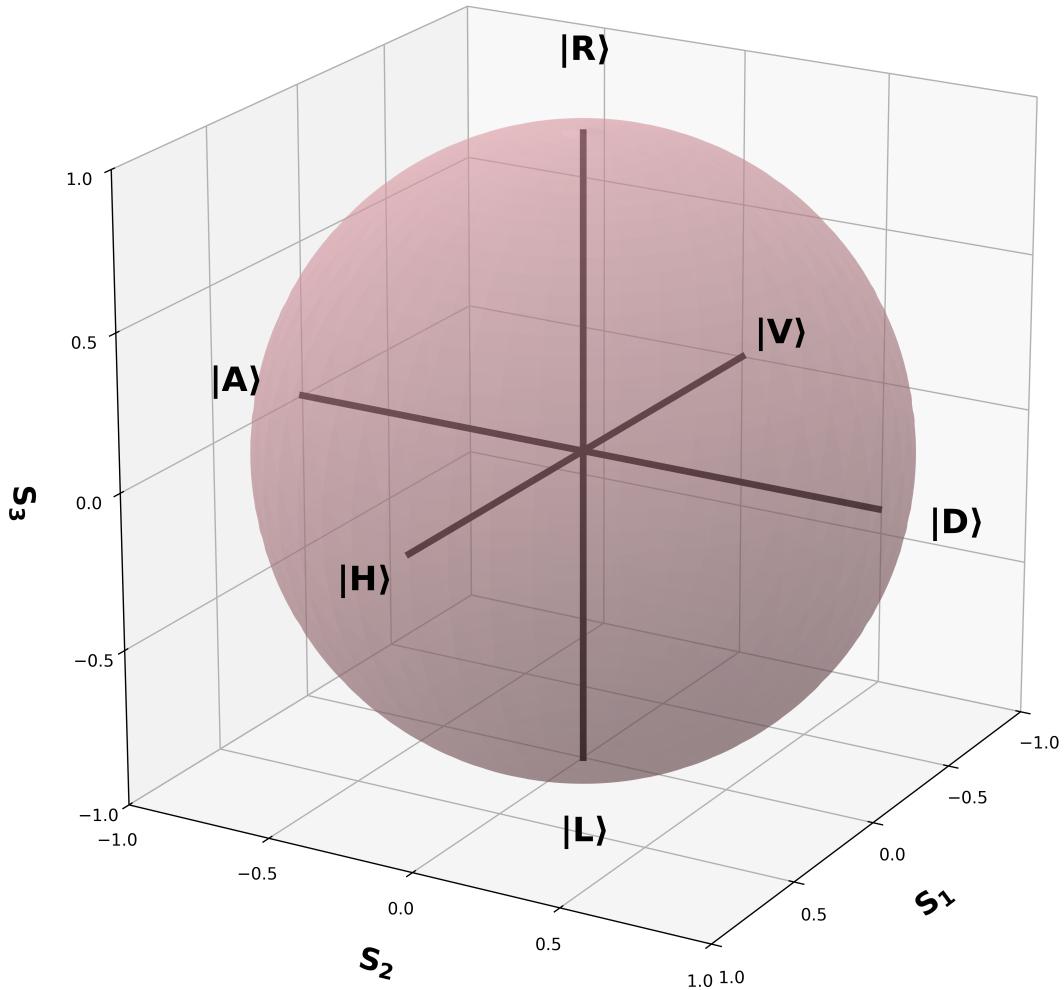


FIGURE 2 – La sphère Poincaré

Enfin, les protocoles de la tomographie quantique permettent de déterminer empiriquement ces coefficients de la matrice densité (à partir des paramètres de Stokes en photonique quantique), et peuvent donc reconstruire et caractériser la matrice densité complète d'un état de polarisation. Toutefois, cette méthode présente des

inconvénients majeurs. Elle est indirecte, complexe et nécessite un traitement algorithmique intensif pour des dynamiques à dimension élevée, ce qui limite son utilisation. Elle n'est pas non plus adaptée aux applications nécessitant des mesures en temps réel ou une interaction minimale avec le système.

1.2 La mesure faible

Une alternative intéressante consiste à utiliser des mesures faibles, une méthode permettant d'accéder à la fonction d'onde d'un système quantique directement. AAV ont proposé cette méthode dans leur article «How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100 »(Comment le résultat de la mesure de la composante spin d'une particule ayant un spin-1/2 peut devenir 100) en 1988 [12]. Cette méthode s'inspire du modèle de von Neumann [13], dans lequel un système faiblement lié à un «pointeur »subit une interaction (perturbation) faible. La mesure du résultat est représentée par un déplacement du pointeur proportionnel à ce que l'on appelle la «valeur faible ».

Le modèle von Neumann des mesures quantiques sert de fondement théorique pour comprendre les mesures faibles. Dans ce modèle, le système quantique et ce qu'on appelle un «pointeur »(nommé en référence à l'aiguille d'un instrument de mesure) sont entremêlés par un opérateur d'interaction faible, permettant ainsi d'extraire des informations sur la fonction d'onde. Le pointeur indique l'état de la mesure moyenne de l'appareil de mesure [13]. Voici un schéma illustrant l'utilisation du modèle de Von Neumann dans le cadre des mesures à faible intensité.

Contrairement aux interactions fortes, qui provoquent un effondrement complet de la fonction d'onde et détruisent la superposition quantique des états de bases, une interaction faible préserve cette superposition en minimisant la perturbation du système.

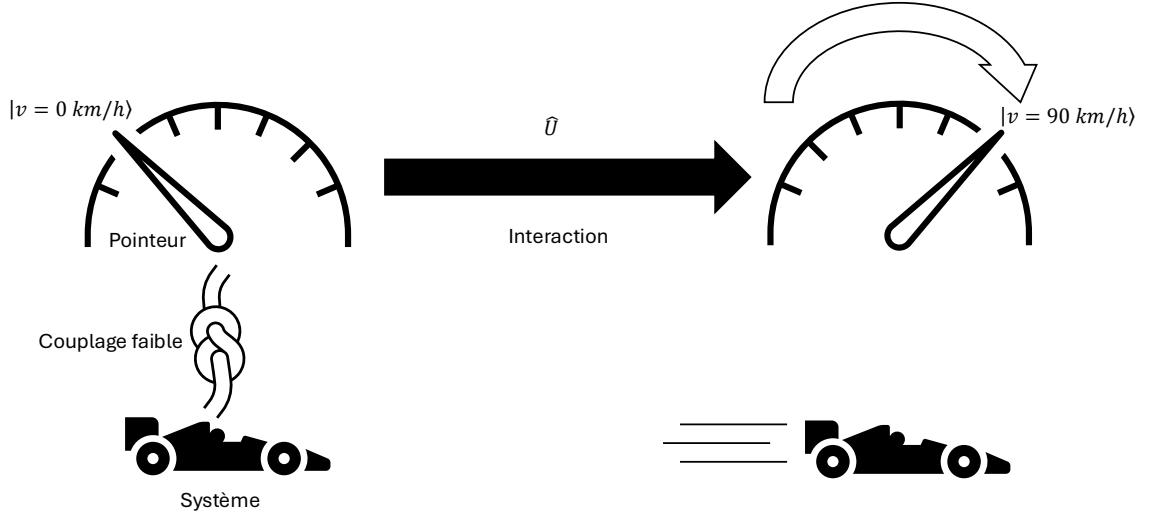


FIGURE 3 – Une voiture de Formule 1 rapide peut être décrite comme un système faiblement couplé au départ, avec l'indicateur de vitesse comme pointeur. On peut imaginer que ce couplage est rompu lorsque le conducteur relâche le frein à main en même temps que l'accélérateur. Une fois que le conducteur interagit avec le système, le pointeur est déplacé.

Pour illustrer la différence entre une interaction forte et faible, on peut représenter celle-ci par une impulsion gaussienne où les états de base sont soit fortement, soit faiblement séparés. Une telle figure permettrait de clarifier comment les mesures faibles minimisent l'interaction tout en extrayant des informations précises.

Dans le contexte des mesures faibles, la force de l'interaction, soit δ , est choisie pour que le déplacement du pointeur soit inférieur à la largeur de la distribution des probabilités. Cette méthode permet ainsi de mesurer directement le déplacement du pointeur après une mesure projective, et d'en obtenir la valeur faible.

$$\langle \hat{A}_W \rangle = \frac{\langle \psi_f | \hat{A} | \psi_i \rangle}{\langle \psi_f | \psi_i \rangle} \quad (36)$$

La valeur faible $\langle \hat{A}_W \rangle$, soit un observable \hat{A} du système, l'état d'entrée $|\psi_i\rangle$ et l'état

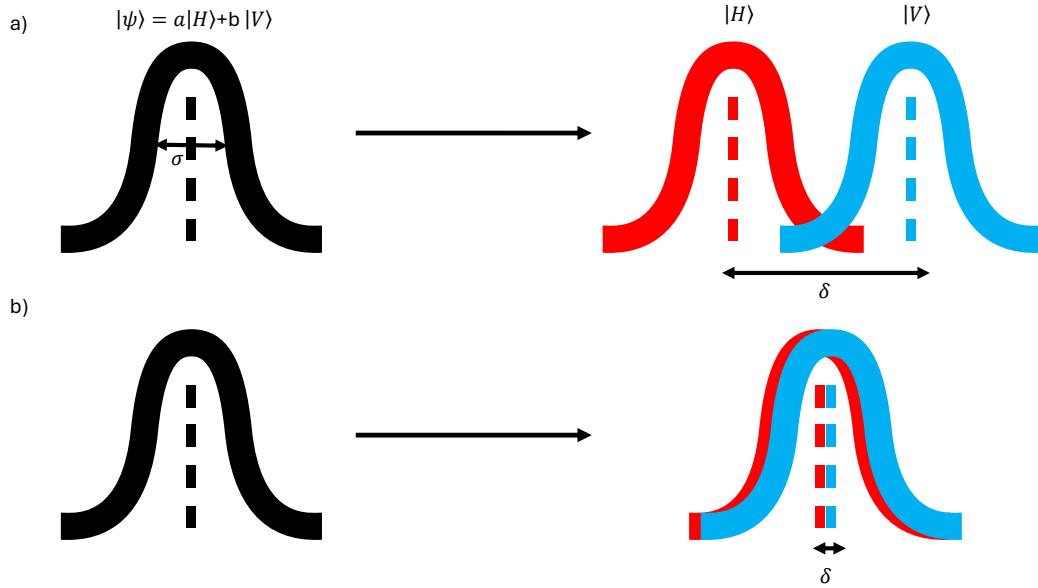


FIGURE 4 – Considérons une impulsion gaussienne avec une distribution de probabilité σ dans l'état $|\psi\rangle = a|H\rangle + b|V\rangle$ et un coefficient d'interaction δ qui décrivent la force de séparation des états. a) Interaction forte : une interaction forte impliquerait un effondrement complet de l'état séparant complètement les états de base. Cela se produirait lorsque $\delta \gg \sigma$. Par conséquent, nous mesurerions l'un ou l'autre via une mesure projective. b) Interaction faible : Elle consiste en une faible interaction avec le système qui permet aux deux états de base de se chevaucher, de sorte que, lors d'une mesure projective, nous obtenions en retour un état qui comprend essentiellement l'état initial du système. Cela se produit lorsque $\delta \ll \sigma$.

de la mesure projective $|\psi_f\rangle$, issue d'une mesure faible, est une variable complexe composée d'une partie réelle et imaginaire. Ces composantes renferment des informations sur l'observable de la variable du pointeur \hat{p} ainsi que sur sa variable conjuguée \hat{q} , permettant une caractérisation complète.

$$\langle \hat{A}_W \rangle = \frac{1}{\delta} \left(\langle \hat{p} \rangle + i4\sigma^2 \langle \hat{q} \rangle \right) \quad (37)$$

Les mesures faibles servent d'œil de Judas au monde quantique[15]. Ça nous permet de perturber le système le moins possible pour obtenir de l'information sur le système quantique. L'adoption des mesures faibles repose sur plusieurs avantages clés : elles réduisent les perturbations induites sur le système, préservent la cohérence quantique et permettent une approche directe et intuitive pour caractériser des états quantiques [16].

1.3 Motivation de la thèse

Les recherches sur les mesures faibles ont démontré leur potentiel dans divers domaines, notamment en ce qui concerne la théorie des mesures quantiques, l'électrodynamique quantique et la télécommunication optique, entre autres [17, 18, 19, 20]. Elles peuvent même se révéler plus efficaces que les méthodes traditionnelles [21, 22, 23]. Cette thèse se concentre sur la caractérisation d'un état de polarisation dans un système photonique quantique en s'appuyant sur les travaux de Jeff Lundeen et de ses collaborateurs [24, 25, 26, 27]. Ils ont démontré la faisabilité de cette approche en utilisant des mesures faibles et en exploitant le domaine spatial et la quantité de mouvement des photons comme pointeur pour caractériser un système quantique complètement et directement. Toutefois, ces méthodes présentent de graves limites pour les applications et l'intégration dans des technologies quan-

tiques exigeant des mesures en temps réel. Elles exigent généralement l'utilisation de cristaux BBO (bêta-borate de baryum) de taille spécifique pour régler l'interaction faible [26, 27, 28]. Cette exigence rend leur flexibilité difficile pour s'adapter à divers systèmes. Grâce aux différents degrés de liberté des photons, nous proposons d'utiliser le domaine temporel comme pointeur pour la caractérisation de l'état quantique à l'aide de méthodes interférométriques. Ces dernières offrent en effet un contrôle direct du temps par le réglage de la disposition des miroirs, ce qui élimine le besoin de compter sur des cristaux particuliers. Cette flexibilité rend possible pour l'intégration de mesures faibles temporelle dans des technologies quantiques [29, 30]. Elles peuvent également être facilement implantées dans nos systèmes optiques existant, par exemple dans les télécommunications à fibre optique [19]. Cette thèse propose de surmonter les limites des mesures faibles en développant une approche temporelle utilisant un système photonique quantique pour caractériser un état quantique. Certains ont déjà travaillé sur des mesures temporelles, mais principalement sous l'angle d'un délai fréquentiel ou à des fins théoriques [31, 19, 32]. Notre objectif consiste à évaluer directement la composante réelle et imaginée de la valeur faible provenant d'un pointeur temporel, ce qui permet une description exhaustive de l'état de polarisation. Cette méthode utilise la polarisation comme base quantique, car elle est facile à contrôler et à mettre en pratique en laboratoire. Cette thèse vise à améliorer la méthode de caractérisation directe des états quantiques, contribuant ainsi à l'avancement des technologies quantiques et à l'exploration de nouvelles opportunités dans les domaines scientifique et industriel.

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

Ce chapitre explore les fondements théoriques des mesures faibles temporelles, une technique innovante pour caractériser directement les états quantiques. Nous commencerons par examiner les bases des mesures faibles, introduites par Aharonov, Albert et Vaidman (AAV) dans les années 1980, en soulignant leur différence avec les mesures fortes qui effondrent la fonction d'onde. Les mesures faibles permettent d'extraire des informations tout en préservant la superposition quantique. Nous présenterons ensuite comment la valeur faible, calculée à partir des états d'entrée et états de projection, est proportionnelle à la fonction d'onde du système. Cette relation constitue un outil précieux pour analyser les systèmes photoniques. En particulier, nous montrerons que la valeur faible se décompose en parties réelle et imaginaire, respectivement associées à des délais temporels et des modifications fréquentielles. Dans les sections suivantes, nous fournirons les équations fondamentales pour calculer ces composantes dans un système photonique utilisant des délais temporels comme pointeur.

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 [25, 24, 12] :

- Préparation de l'état d'entrée
- Une interaction faible (ce dont nous discuterons dans cette section)

- Une mesure projective, généralement effectuée avec un état qui possède une quantité égale des deux états de base de l'état d'entrée.

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 [26, 13]. 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 [33]. La mesure est décrite par un opérateur d'interaction appelé l'opérateur d'interaction de von Neumann :

$$\hat{U} \equiv \exp\left(-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}\right) \quad (38)$$

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 :

$$\mathcal{H} \equiv g(\hat{S} \otimes \hat{p}) \quad (39)$$

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 :

$$|\Psi^i\rangle_T = |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \quad (40)$$

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 :

$$|\Psi^f\rangle_T = \hat{U} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (41)$$

$$= \sum_j^N c_j |s_j\rangle_S |\bar{q} = \delta s_j\rangle_P \quad (42)$$

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 [26, 17]. Considérons ce qui suit :

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (43)$$

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.

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (44)$$

$$= e^{-i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p})} \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (45)$$

$$= \left(1 - i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p}) - \dots \right) \left[|\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (46)$$

$$= |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (47)$$

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 $|\psi\rangle_S$.

$$|\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T = |\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (48)$$

Renomarisons l'état du système total en divisant par le module de l'am-

plitude de probabilité de $\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S = \sqrt{Prob}$, dont $Prob \equiv |\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S|^2$ [17, 20, 32].

$$|\varphi\rangle_S \frac{\langle \varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} = |\varphi\rangle_S \frac{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (49)$$

$$= |\varphi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (50)$$

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

$$|\Psi^f\rangle_T \equiv |\varphi\rangle_S \langle \varphi|_S \hat{U} |\psi\rangle_S \quad (51)$$

$$\simeq \langle \varphi|_S |\psi\rangle_S \left[|\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \frac{\langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (52)$$

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

$$|\bar{q} = \delta s_j\rangle_P \equiv |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \frac{\langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (53)$$

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

$$\langle \hat{S}_W \rangle \equiv \frac{\langle \varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle \varphi|_S |\psi\rangle_S} \quad (54)$$

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 [26, 12, 24]. Pour terminer, écrivons l'état final avec cette valeur.

$$|\Psi^f\rangle_T = \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[|\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \langle \hat{S}_W \rangle \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (55)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[1 - i\delta \langle S_W \rangle \hat{p} - \dots \right] |\bar{q} = 0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (56)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S e^{-i\delta\langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q} = 0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (57)$$

$$= |\psi\rangle_S e^{-i\delta\langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q} = 0\rangle \quad (58)$$

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 [20, 17] :

$$\langle \bar{q} = \delta s_j | \hat{q} | \bar{q} = \delta s_j \rangle = -i\delta\mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{q}\hat{p} - \hat{p}\hat{q}) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (59)$$

$$+ \delta\mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{q}\hat{p} + \hat{p}\hat{q}) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (60)$$

$$= \delta\mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) = \langle \hat{q} \rangle \quad (61)$$

Ainsi pour la variable conjuguée :

$$\langle \bar{q} = \delta s_j | \hat{p} | \bar{q} = \delta s_j \rangle = -i\delta\mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{p}^2 - \hat{p}^2) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (62)$$

$$+ \delta\mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{p}^2 + \hat{p}^2) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (63)$$

$$= \frac{\delta}{4\sigma^2} \mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \quad (64)$$

Ensemble la valeur faible s'écrit :

$$\langle \hat{S}_W \rangle = \frac{1}{\delta} \left(\langle \hat{q} \rangle + i4\sigma^2 \langle \hat{p} \rangle \right) \quad (65)$$

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

Les mesures faibles temporelles exploitent les propriétés temporelles et fréquentielles d'une impulsion lumineuse pour caractériser un état quantique. L'approche repose sur l'hypothèse que les délais temporels peuvent être directement liés aux composantes réelles et imaginaires de la valeur faible. 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 :

$$|\psi\rangle \equiv a|H\rangle + b|V\rangle \quad (66)$$

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 $|V\rangle$ correspond à les polarisation horizontaux et verticaux d'un photon.

$$|\xi(t)\rangle = \langle t|\xi\rangle \equiv \frac{1}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^{1/2}} e^{-\frac{t^2}{4\sigma^2}} \quad (67)$$

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 :

$$|\Psi(t)^i\rangle \equiv |\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (68)$$

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 appliqué sur la partie horizontale.

$$\hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = \hat{U}^H [|\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (69)$$

$$= \hat{U}^H [a|H\rangle \otimes |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (70)$$

$$= a|H\rangle \otimes \hat{U}^H |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (71)$$

$$= a|H\rangle \otimes |\xi(t-\tau)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (72)$$

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 $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$.

$$\langle \Psi(t)^f \rangle = |\zeta\rangle \langle \zeta| \hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = [\bar{\mu} \langle H | + \bar{\nu} \langle V |] a |H\rangle \otimes |\xi(t-\tau)\rangle + b |V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (73)$$

$$= [\bar{\mu}a |\xi(t-\tau)\rangle + \bar{\nu}b |\xi(t)\rangle] \otimes |\zeta\rangle \quad (74)$$

$$= F(t) \otimes |\zeta\rangle \quad (75)$$

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 $\langle \hat{t} \rangle$.

$$\langle \hat{t} \rangle = \langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle \quad (76)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt \quad (77)$$

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

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \frac{\langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle}{\langle \Psi(t)^f | \Psi(t)^f \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt} \quad (78)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t-\tau) t + |B|^2 \Xi(t) t + A\bar{B}\Xi(t,\tau) t + \bar{A}B\Xi(t,\tau) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t-\tau) + |B|^2 \Xi(t) + A\bar{B}\Xi(t,\tau) + \bar{A}B\Xi(t,\tau) dt} \quad (79)$$

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.

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

Donc avec ces solutions, la partie réelle se trouve :

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}} \quad (80)$$

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

$\tau \ll \sigma$:

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B}{|A|^2 + |B|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B} \quad (81)$$

$$\equiv \mathcal{R}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (82)$$

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 $|\Psi(t)^f\rangle$:

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt \quad (83)$$

$$= \frac{\sqrt[4]{2}\sqrt{\sigma}}{\sqrt[4]{\pi}} (A + Be^{i\omega\tau}) e^{-\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (84)$$

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

$$|\Psi(\omega)^f\rangle = F(\omega) \otimes |\varsigma\rangle \quad (85)$$

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

$$\langle \hat{\omega} \rangle = \langle \Psi(\omega)^f | \hat{\omega} | \Psi(\omega)^f \rangle \quad (86)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (87)$$

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

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{\sqrt{2}\sigma}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \omega e^{i\omega\tau} + |B|^2 \omega e^{i\omega\tau} + A\bar{B}\omega + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} \omega d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 e^{i\omega\tau} + |B|^2 e^{i\omega\tau} + A\bar{B} + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} d\omega} e^{-2\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (88)$$

Avec des solutions d'intégrale similaires nous obtenons :

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{(B\bar{A} - A\bar{B})e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (89)$$

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

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{B\bar{A} - A\bar{B}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (90)$$

$$\equiv \mathcal{I}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (91)$$

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 :

$$|\psi^{in}\rangle = a|H\rangle + b|V\rangle \quad (92)$$

Puisque a et b sont des amplitudes de probabilité pour les états de base $|H\rangle$ et $|V\rangle$ respectivement soit $a = \langle H|\psi^{in}\rangle$ et $b = \langle V|\psi^{in}\rangle$. Expérimentalement, les

parties mesurées de la valeur faible peuvent être calculées directement en fonction de la façon dont l'observable change en fonction de l'état d'entrée. Cela est possible car la valeur faible est proportionnelle à l'état quantique, comme le montre la section 2.1. Pour les états de polarisation, il s'agit de mesurer faiblement $\langle \hat{S}^J \rangle = |J\rangle \langle J|$ soit $J = H, V$, puis de mesurer par projection sur un état intermédiaire tel que $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$. Si l'on y parvient, on obtient un sous-ensemble d'essais dont le résultat moyen est la valeur faible.

$$\langle \hat{S}_W^J \rangle = \frac{\langle D | \hat{S}^J | \psi^{in} \rangle}{\langle D | \psi^{in} \rangle} = \sqrt{N} \langle J | \psi^{in} \rangle \quad (93)$$

Où N est une constante de normalisation indépendante de J . L'état quantique peut être écrit en relation avec la valeur faible écrite.

$$|\psi^{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\langle \hat{S}_W^H \rangle |H\rangle + \langle \hat{S}_W^V \rangle |V\rangle \right) \quad (94)$$

Nous pouvons supposer que $N = \left| \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2 + \left| \langle \hat{S}_W^V \rangle \right|^2$ puisque $|a|^2 + |b|^2 = 1$ donc $N = \left| \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2 + \left| 1 - \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2$. Donc,

$$|\psi^{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\langle \hat{S}_W^H \rangle |H\rangle + \left(1 - \langle \hat{S}_W^H \rangle \right) |V\rangle \right) \quad (95)$$

Pour fixer la phase globale qui varierait selon l'état d'entrée, nous supposons que a est toujours réel. Cependant b sera dépendant sur la partie imaginaire. Avec les données expérimentales des deux observables $\langle \hat{t} \rangle$ et $\langle \hat{\omega} \rangle$, nous pouvons calculer directement les amplitudes de probabilité à partir des données expérimentales.

$$|a|^2 = \frac{\langle \hat{t} \rangle}{\tau} \quad (96)$$

$$|b|^2 = 1 - |a|^2 \quad (97)$$

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. Ce dernier, normalise les amplitudes de probabilité. 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 $|H\rangle$.

2.4 Mots finaux sur la théorie

Ce chapitre a établi les fondements théoriques des mesures faibles temporelles et leur pertinence pour les systèmes photoniques. En s'appuyant sur des techniques innovantes et des travaux précédents, cette thèse vise à démontrer l'utilité des mesures faibles temporelles pour caractériser directement les états quantiques. Le prochain chapitre présentera les aspects expérimentaux liés à la mise en œuvre de ces méthodes.

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

Pour caractériser les états de polarisation à l'aide des mesures faibles temporelles, nous devons d'abord évaluer notre capacité à mesurer les délais temporels avec notre oscilloscope. Nous choisissons l'oscilloscope en raison de sa présence dans tous les laboratoires de physique, ce qui facilite son intégration dans la plupart des laboratoires, et de sa facilité d'utilisation pour obtenir une haute résolution temporelle.

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

Nous vous invitons à évaluer notre habileté à mesurer des délais temporelles avec précision en déterminant la vitesse de la lumière sur différentes distances. Nous allons utiliser un laser pulsé ultra-court de type NPL64B, fabriqué par Thorlabs, pour nos expériences. Ce système laser peut produire des impulsions de 5 à 39 nanosecondes. Nous avons choisi une impulsion de 10 nanosecondes dans cette gamme, car les intervalles de temps plus longs ont tendance à avoir une distribution temporelle similaire à celle d'une fonction porte. Nous voulons une impulsion dans le domaine temporel qui ressemble à une fonction gaussienne, ce qui se produit lorsque les impulsions du laser sont plus courtes. Cette dernière est souvent utilisée dans les mesures de faibles, facilitant ainsi l'identification de la position maximum de l'impulsion, que nous identifierons comme correspondant à la position temporelle moyenne de l'impulsion. Le laser utilisé possède une longueur d'onde comprise entre 630 et 650 nm, avec une énergie d'impulsion maximale de 2,0 nanojoules. Sa puissance de pointe atteint 50 milliwatts lorsque le taux de répétition maximal et la largeur d'impulsion maximale sont utilisés. Toutefois, pour notre protocole, nous réglons le taux de répétition à 1 MHz, ce qui garantit une fréquence constante tout au long de l'expérience. Pour nos tests, nous utiliserons un miroir pour régler des intervalles de distance variables et analyserons les résultats à l'aide d'un oscilloscope fourni par Tektronix, le modèle étant le TSD5000B. Un schéma de l'appareil expérimental est présenté dans la figure 5.

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

La façon que nous acquérons nos données est importante, car nous devons nous assurer que nous utilisons la méthode la plus précise pour acquérir la position

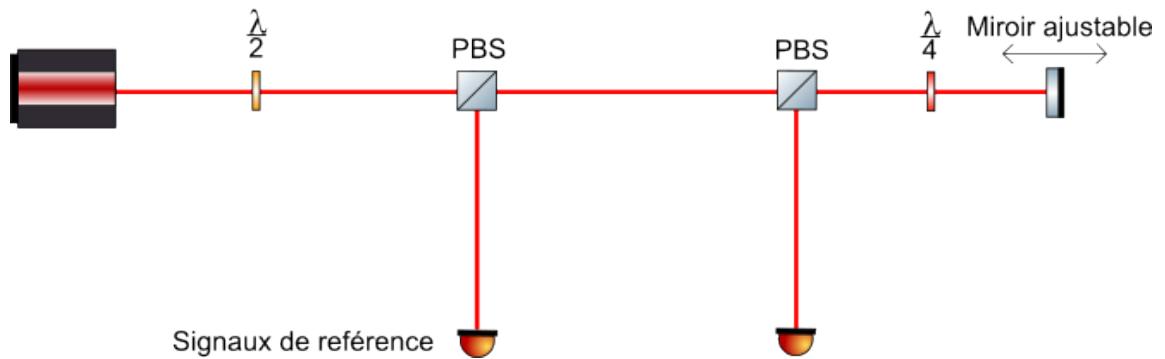


FIGURE 5 – Schéma de notre dispositif expérimental pour évaluer la fiabilité de nos mesures temporelles en mesurant la vitesse de la lumière. Un laser impulsional passe dans une lame demi-onde pour régler l'intensité d'entrée, avant d'être dirigé vers un séparateur de faisceau polarisant (PBS) qui divise les états de polarisation horizontaux et verticaux de base de l'impulsion d'entrée en deux voies orthogonales, l'une d'entre elles étant ignorée par un bloc. Nous définissons les états de polarisation comme le faisceau réfléchi étant l'état de base de polarisation verticale de l'état d'entrée, et le faisceau transmis étant l'état de base horizontal. L'état horizontal se dirige vers un miroir que nous ajusterons en fonction des différentes distances à mesurer. Il est ensuite renvoyé vers le PBS pour y être réfléchi. Ce dernier se fait avec une lame quart d onde qui modifie l'état de polarisation $|H\rangle$ en un état $|V\rangle$. L'impulsion traverse ensuite une demi-plaque d onde et un polariseur. Il est réglé pour transmettre uniquement l'état verticale lors de la réflexion du PBS. Il est ensuite détecté avec un photomultiplicateur rapide à base de Si fabriqué par Thorlabs, puis interprété par notre oscilloscope.

temporelle moyenne de l'état en vue d'une analyse ultérieure des mesures faibles. Nous faisons deux expériences pour mesurer la vitesse de la lumière. L'une est de mesurer la vitesse de la lumière à partir d'un miroir et prenons des mesures à différentes distances de 2,52, 5,48, 10,10, 20,19, 30,29, 40,38, 50,48 et 65,62 cm. (mesuré à l'oeil avec une règle). Le délai mesuré est à partir d'une distance de référence appelée position 0, située à 11,5 cm du PBS. La lumière doit voyager dans les deux sens à partir du séparateur de faisceau, de sorte que la distance parcourue est le double de la distance envoyée. L'autre expérience est le même principe mais de mesurer la vitesse de la lumière dans nos câbles BNC RG-58 de Thorlabs à des différentes longueurs. Cette expérience facilitant nos mesures car les câbles ont une longueur déterminée par le fabricant. Le délai est puisque dans les différences de longueurs entre les différentes longueurs de câbles. Les différences de longueurs de câbles sont 17, 27, 52, 100 et 300 cm. Les délais mesurés sont à partir d'une prise de mesure avec un câble inférieur au premier. Pour ce dernier, le miroir ajustable est fixe. Une implication importante est la façon dont l'oscilloscope acquiert des données pour le domaine temporel. Le signal est détecté par le photomultiplicateur rapide à base de Si et est introduit dans l'oscilloscope à l'aide d'un câble BNC et est déclenché par le front montant gauche de notre signal de référence. Le signal de référence que nous déclençons est utilisé comme temps 0 pour l'oscilloscope afin de mesurer la position temporelle pour chaque distance et de les comparer à notre position temporelle de référence lorsque le miroir est à notre position 0. De cette façon, nous isolons l'expérience pour n'observer que ce qui se passe lorsque nous déplaçons le miroir de sa position initiale à des distances plus grandes. Les performances de l'oscilloscope dépendent également de la manière dont il acquiert le signal d'entrée via ses commandes d'acquisition. Ce paramètre traite le nombre de formes d'onde que nous pouvons spécifier dans la forme d'onde acquise, créant ainsi une forme d'onde moyenne de notre signal d'entrée. Nous calculons la moyenne de plus de 10000 formes d'onde pour obtenir un signal propre afin de réduire et d'omettre le bruit de fond et d'obtenir une mesure plus précise de la position temporelle moyenne d'un signal. L'expérience est également réalisée dans l'obscurité pour réduire le bruit de fond, mais nous avons également trouvé que cette étape n'était pas nécessaire et que nous n'avons pas constaté de changements radicaux dans les résultats, mais nous l'avons quand même fait. Un autre aspect important de l'oscilloscope est son mode d'échantillonnage qui contrôle la façon dont l'oscilloscope prend ses échantillons. Ces modes sont l'échantillonnage en temps réel, l'interpolation et le temps d'équivalence. En mode d'échantillonnage en temps réel, l'oscilloscope numérise tous les points qu'il

acquiert après un événement déclencheur. Ce mode est principalement utilisé pour les mesures d'acquisition unique ou les changements en temps réel du signal. Le mode d'interpolation interpole entre les points d'échantillonnage en créant des points qui aident à combler les lacunes de sorte qu'il y ait une ligne droite ou une onde sinusoïdale entre les points pour une courbe plus lisse. Nous ne souhaitons pas faire cela car nous ne voulons pas créer un maximum interpolé du signal. Enfin, le mode d'échantillonnage par équivalence de temps augmente le taux d'échantillonnage au-delà du taux d'échantillonnage maximum en temps réel, ce qui permet d'obtenir le taux d'échantillonnage complet de l'oscilloscope, soit 500 Géch/s. Notez que si le déclenchement n'est pas en mode externe et que vous avez votre état d'entrée dans un canal et le signal de référence dans un autre, votre taux d'échantillonnage maximum est maintenant divisé en deux. L'importance de la fréquence d'échantillonnage maximale est de permettre à l'oscilloscope d'avoir sa résolution temporelle maximale pour notre signal, qui s'avère être de $4 \pm 2 \text{ ps}$, ce qui permet des mesures temporelles précises. Nous enregistrons ensuite les formes d'ondes de sortie dans un fichier CSV sur un ordinateur pour une analyse plus approfondie des données.

3.1.2 Analyse et résultats de l'expérience de la vitesse de la lumière

Dans cette section, nous discuterons des résultats et de l'analyse de l'expérience sur la vitesse de la lumière. Commençons par examiner la forme d'impulsion typique de notre laser. Celle-ci est acquise avec les paramètres de l'oscilloscope réglés sur le mode EQ-time, une durée de 100ns, une longueur de rec de 10000 avec une résolution de 4ps. Nous nous rendrons compte plus tard, lors d'expériences de mesures faibles, que nous n'avons pas besoin d'une telle durée. Remarquez que le profil temporel des impulsions n'est pas essentiellement une fonction de gaussien mais plutôt une fonction de port.

L'impulsion ressemble de plus en plus à une fonction de port au fur et à mesure que nous augmentons la durée de l'impulsion. Une figure de thorlabs montre comment la forme de l'impulsion change avec l'augmentation de la largeur de l'impulsion. La raison pour laquelle nous voulons une forme gaussienne est qu'elle est simplement plus fréquente dans les mesures faibles et qu'il est plus facile de trouver la valeur d'espérance temporelle de l'impulsion (le moment le plus probabiliste pour trouver un photon de cette impulsion) que nous déterminons comme étant le pic. Ainsi, nous voulons prendre la dérivée des données de l'impulsion numériquement, ce qui nous donne une vision claire de l'endroit où se trouve le pic et qui est cohérent

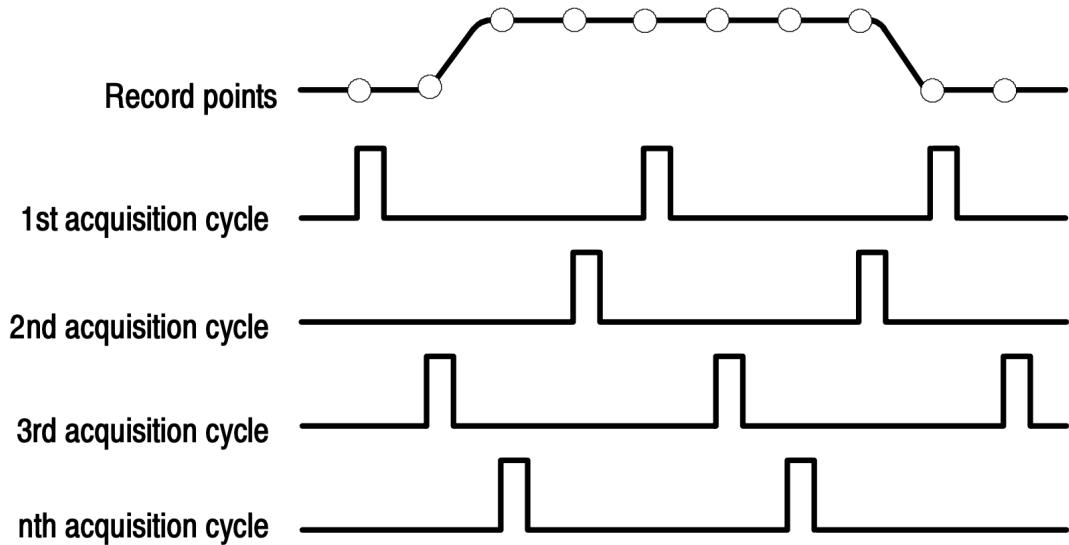


FIGURE 6 – Schéma du fonctionnement du mode d’acquisition du temps d’équivalence de l’oscilloscope. L’oscilloscope acquiert quelques échantillons par événement de déclenchement pour obtenir le signal complet de notre impulsion. Il va ensuite enregistrer un certain nombre d’échantillons d’acquisition. Une fois terminé, l’oscilloscope combine plusieurs échantillons d’acquisition d’un signal répétitif. Il émet ensuite la densité d’échantillonnage du signal d’entrée pour un enregistrement de forme d’onde lisse et complet. Le taux d’échantillonnage est supérieur à celui de son homologue en temps réel. Le type d’échantillonnage par équivalence de temps que prend l’oscilloscope est appelé échantillonnage aléatoire par équivalence de temps, qui est effectué dans le cadre d’événements aléatoires définis par l’horloge d’échantillonnage de l’oscilloscope, qui fonctionne de manière asynchrone par rapport au signal d’entrée et au signal de déclenchement. [34]

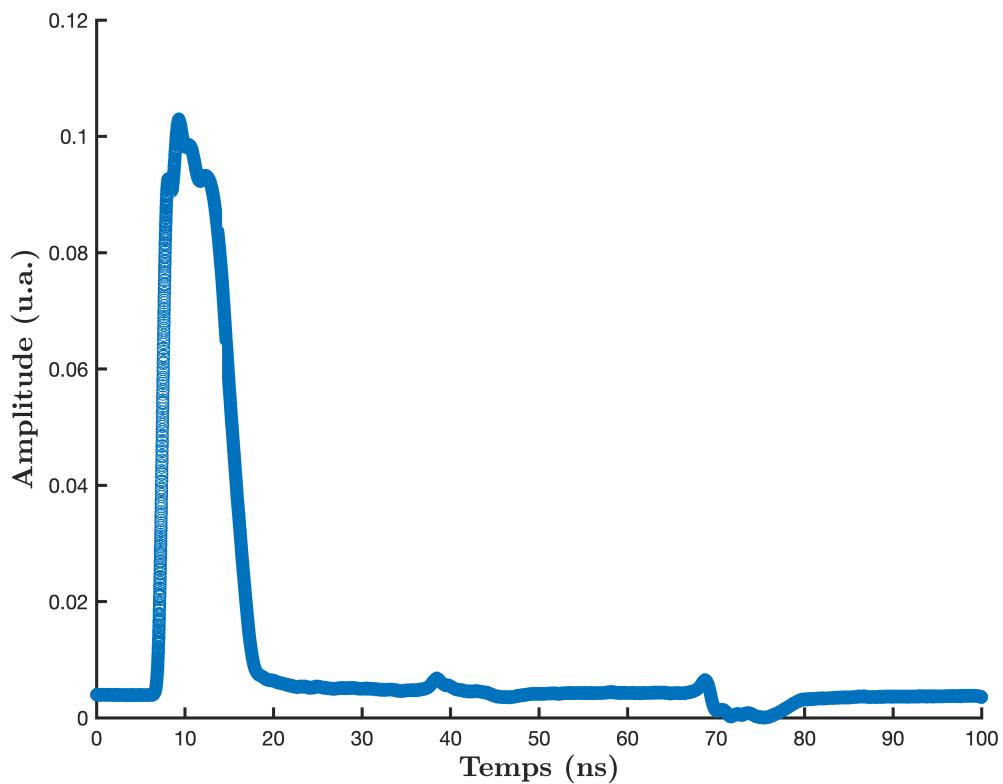


FIGURE 7 – Profil temporel typique de notre impulsion laser ultra-courte NPL64B fabriquée par thorlabs, mesurée avec un photomultiplicateur à base de Si et acquise à l'aide du mode d'acquisition temporelle EQ de l'oscilloscope.

avec d'autres impulsions.

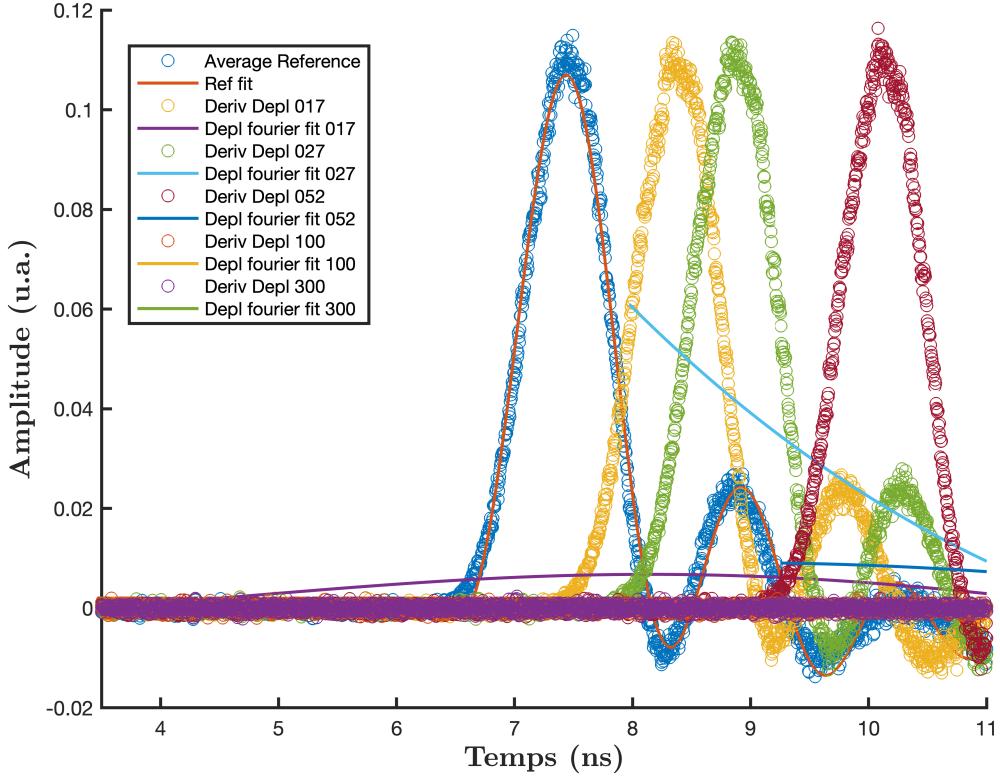


FIGURE 8 – Profil temporel des données d’impulsion pour chacune des distances mesurées et ajustement de la courbe pour l’expérience de la vitesse de la lumière avec un miroir ajustable.

Voici les données numériques dérivées des impulsions de l’expérience du miroir déplacé qui montrent la forme de l’impulsion après la dérivée avec un maximum clair qui peut être trouvé et comment il suit clairement une tendance linéaire suspecte d’augmentation du retard avec l’augmentation de la distance du miroir. Nous soumettons les données à un ajustement de courbe en utilisant une fonction de série de Fourier du 2e ordre, soit :

$$y(t) = a_0 + \sum_{j=1}^n a_j \cos(jwt) + b_j \sin(jwt) \quad (98)$$

Soit les paramètres d’ajustement a_i , b_i et w de la série de Fourier, n est l’ordre ($n = 2$) pour les variables y soit l’amplitude et t la position temporel des courbes sont choisis pour optimiser l’ajustement de nos données dont 40 % des points

de l'axe d'amplitude et de l'axe temporel sont ignorés. Ce sont ces paramètres qui correspondent le mieux à nos données. Il n'y a pas vraiment de valeur quantifiée pour évaluer la qualité de l'ajustement de notre courbe, car il a été effectué principalement à partir d'une analyse visuelle. Le coefficient de détermination (R^2) a également été utilisé pour nous guider, mais nous avons tenté d'éviter un ajustement excessif. Grâce à cet ajustement, nous pouvons identifier la position maximale, laquelle correspond à une position réelle mesurée dans nos données. Cette position maximale est notre valeur prédictive pour la position temporelle moyenne des photons pour la distance mesurée. Ensuite, chaque position temporelle est comparée à celle des distances de référence, ce qui donne les retards mesurés pour notre expérience. Ces délais sont ensuite tracés avec la distance associée, et, par ajustement linéaire de la courbe, nous pouvons déterminer que la pente correspond à la vitesse de la lumière.

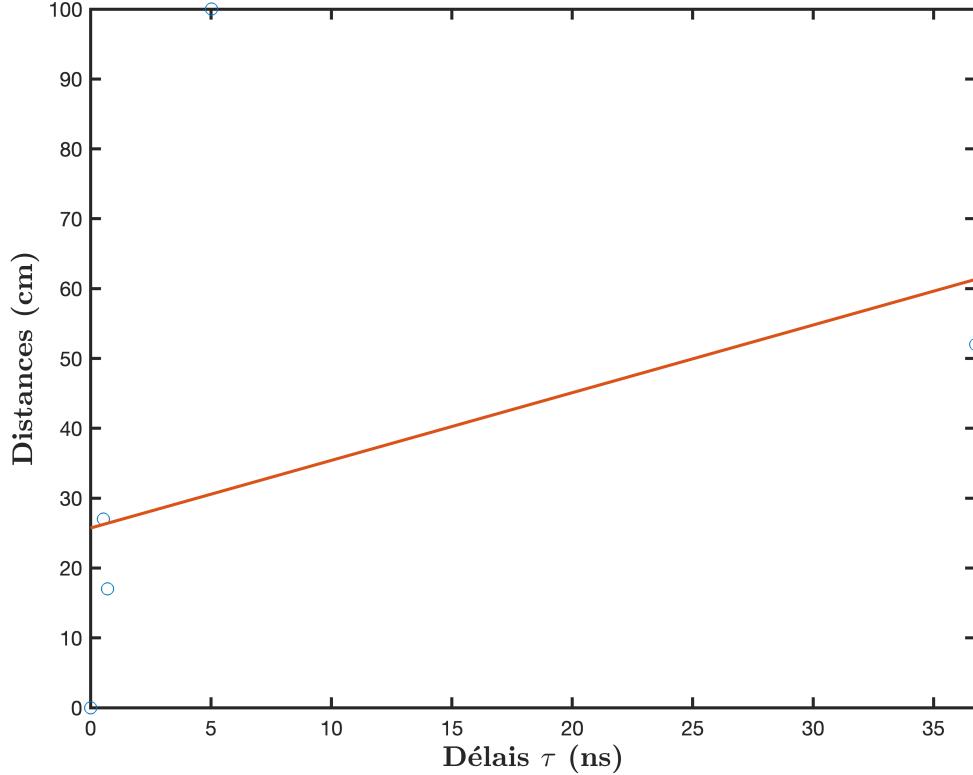


FIGURE 9 – Résultats des retards mesurés lors de l'expérience sur la vitesse de la lumière et leur ajustement linéaire

Notre résultat pour la vitesse de la lumière de cette expérience est 296297418,89 m/s avec un pourcentage d'erreur de 1,15 %. Cela correspond à une différence de 0,9998 par rapport à la vitesse de la lumière c dans l'air ($c_{air} = 0.9998c$) [14]. La

raison pour laquelle la vitesse de la lumière est plus lente est ce que nous pensons être due à l'alignement de notre installation. En effet, selon notre erreur, cet écart correspondrait à environ 1 cm , ce qui est plausible. Voici maintenant le résultat de l'expérience avec le câble BNC.

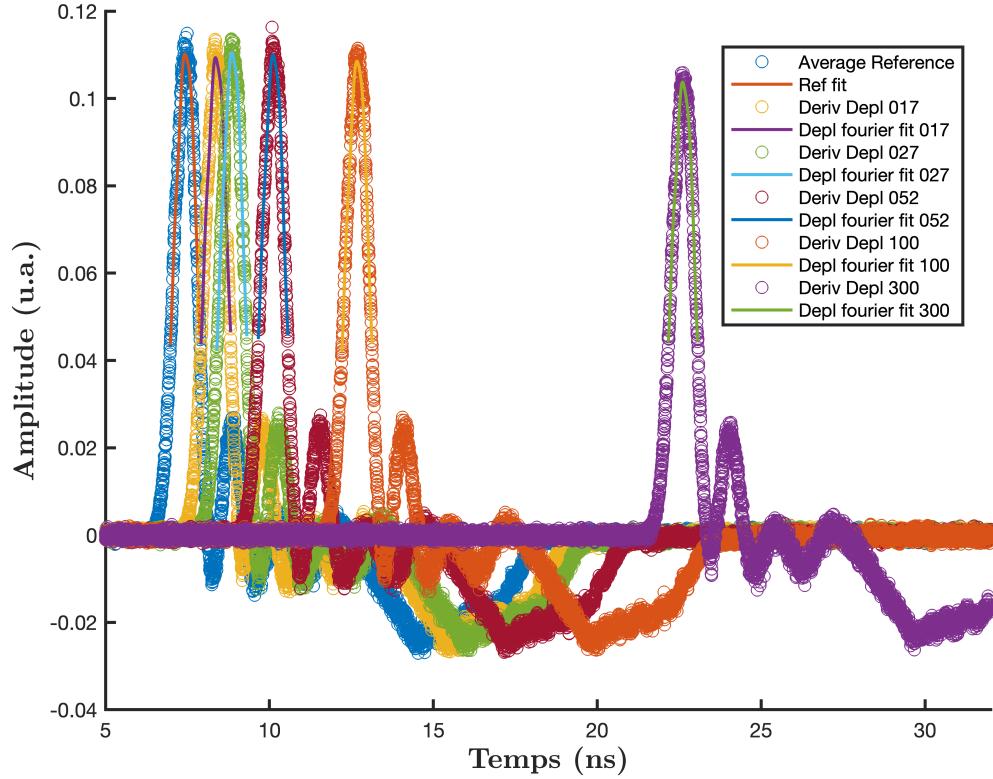


FIGURE 10 – Profil temporel des données d'impulsion de la vitesse de la lumière dans l'expérience des câbles BNC RG-58 avec chacun de ses ajustements de courbe.

Sur la figure 10, on voit chaque impulsion provenant de différentes longueurs de câble BNC. Cette expérience ne mesure pas seulement la vitesse de la lumière dans les câbles BNC, elle teste aussi nos paramètres d'ajustement, puisque nous avons utilisé les mêmes paramètres.

Notre résultat pour la vitesse de la lumière est 195185070.31 m/s , ce qui représente une erreur en pourcentage de 1,35% correspondant que la vitesse de la lumière dans un câble BNC possède un différentiel de 0.66 par rapport à c , soit une erreur de 1 cm, ce qui est réaliste et cohérent avec l'erreur dans l'expérience précédent [35, 36]. Nous avons donc démontré notre capacité à mesurer des retards très précis. C'est un élément essentiel pour pouvoir commencer à mesurer de petits retards dans

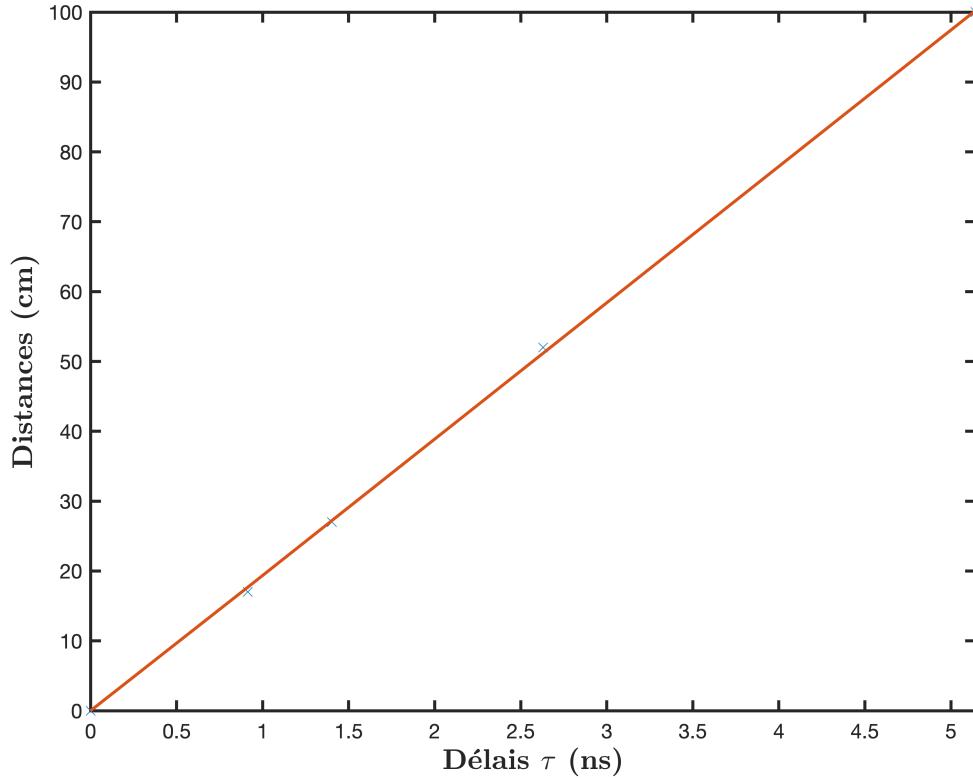


FIGURE 11 – Retards mesurés pour la longueur du câble BNC eeach avec son ajustement de courbe.

les états d’entrée de changement de polarisation par le biais de mesures faibles.

3.2 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible

Pour caractériser la partie réelle de la valeur faible, nous introduisons une interaction faible entre les états de base de la polarisation $|H\rangle$ et $|V\rangle$ via un délai temporel. Ce délai doit être inférieur au profil temporel du laser $\sigma \ll \tau$. Aucun modèle ne décrit spécifiquement comment l’interaction devrait être faible, mais il doit y avoir un chevauchement évident entre les états de base. Nous supposons qu’au moins 90% de chevauchement entre les états de base sont nécessaires pour être dans le régime des mesures faibles. Ensuite, pour mesurer l’état directement par des mesures faibles, nous devons effectuer une mesure projective qui contient les deux états de base afin de pouvoir caractériser les états d’entrée de polarisation entre nos états de base. L’un de ces états correspond au délai maximal appliqué, tandis que l’autre correspond à l’absence de délai. Ici, le terme délai fait référence à un signal extérieur qui active l’oscilloscope, comme dans l’expérience sur la vitesse de la lumière. La

différence est que nous postulons que la manière la plus simple de créer des écarts temporels entre les états de base est d'utiliser un type d'interféromètre de polarisation dont l'un des bras est légèrement décalé d'une quantité correspondant à notre délai maximum par rapport à l'autre bras non décalé. La section suivante décrit le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour caractériser la partie réelle de la valeur faible.

3.2.1 Montage proposé

Notre appareil expérimental est constitué de notre laser pulsé de tout à l'heure entrant dans une demi-plaque d'onde qui est principalement utilisée pour le contrôle de l'intensité puisque l'entrée externe de l'oscilloscope a besoin d'une intensité assez importante pour se déclencher sur le signal de référence.

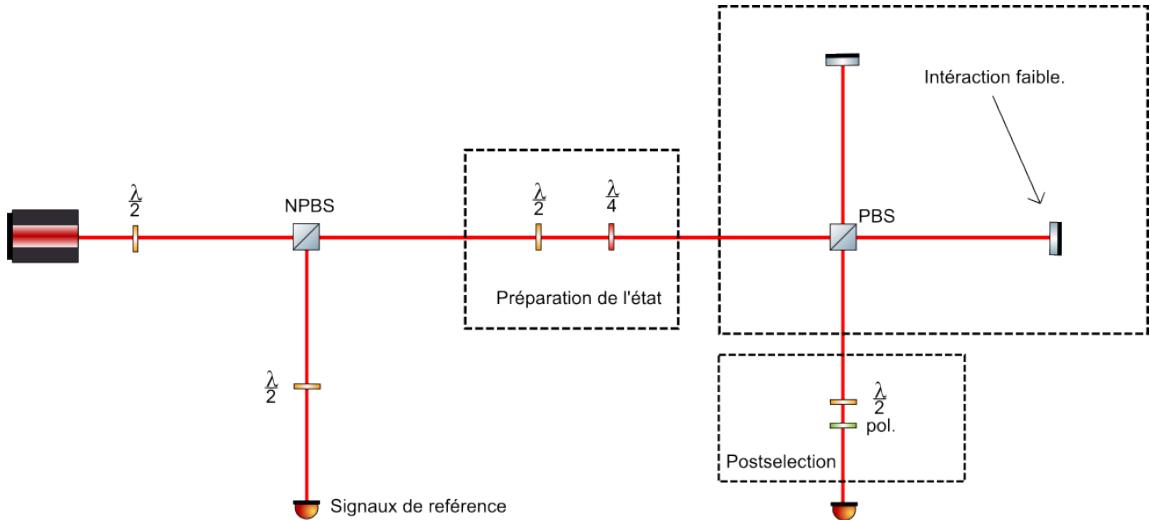


FIGURE 12 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

Encore une fois, nous voulons déclencher le signal de référence de manière externe puisque nous voulons utiliser le taux d'échantillonnage de 500GS/s de l'oscilloscope pour une résolution temporelle maximale pour la détection des retards. Le faisceau passe à travers un séparateur de faisceau non polarisant qui divise le faisceau laser en deux voies, l'une étant utilisée comme signal de référence pour le déclenchement de l'oscilloscope et l'autre subissant une mesure faible. L'état est alors préparé pour que différents chemins de polarisation sur la sphère de Poincaré soient caractérisés par le retard temporel. Les chemins de polarisation testés sont les suivants et sont obtenus en changeant les plaques d'onde lors de l'étape de préparation. Le premier chemin consiste à passer d'un état de base à un autre sans polarisation

circulaire, de H à D à V à A. Note que les figures des trajets sont dans la cadres du paramètre de Stokes définit par :

$$S \equiv \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \langle \psi | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_x | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_y | \psi \rangle \end{pmatrix} \quad (99)$$

Soit les matrices de Pauli $\sigma_z = |H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V|$, $\sigma_x = |H\rangle\langle V| + |V\rangle\langle H|$ et $\sigma_y = i(|V\rangle\langle H| - |H\rangle\langle V|)$. Pour un état de polarisation $|\psi\rangle$ défini par $|\psi\rangle \equiv a|H\rangle + b|V\rangle$ avec les amplitudes de probabilité a et b , nous pouvons écrire les paramètres de Stokes avec ces paramètres comme ceci :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 = |a|^2 + |b|^2 \\ S_1 = |a|^2 - |b|^2 \\ S_2 = 2\Re(\bar{a}b) \\ S_3 = 2\Im(\bar{a}b) \end{pmatrix} \quad (100)$$

Où $\bar{}$ comporte au complexe conjugué de la variable. Les paramètres de Stokes sont utilisés pour démontrer comment l'état de polarization change en fonction de l'angle de telle composantes optique utilisé pour les différents chemins.

Ce chemin est réalisé en tournant uniquement une lame demi-onde par pas de 2,5 degrés. Chaque degré que nous tournons en réalité équivaut à tourner de 5 degrés sur un plan circulaire ou de 10 degrés sur la sphère de Poincaré. Le chemin suivant consiste à passer d'un état de base à un autre, mais en passant par une polarisation circulaire. Cela se fait avec une demi-plaque d'onde tournant de la même manière que précédemment, mais avec un quart de plaque d'onde réglé à 0 degré par rapport à l'état de base H. La trajectoire résultante est H à R à V à L lorsque nous tournons la demi-plaque d'onde.

Ces deux trajectoires devraient suivre une fonction cosinusoidale, comme cela a été théorisé. Le chemin suivant est un chemin intéressant où nous avons toujours les deux états de base mais où nous passons d'une polarisation linéaire à une polarisation circulaire. La trajectoire résultante est D à R à A à L.

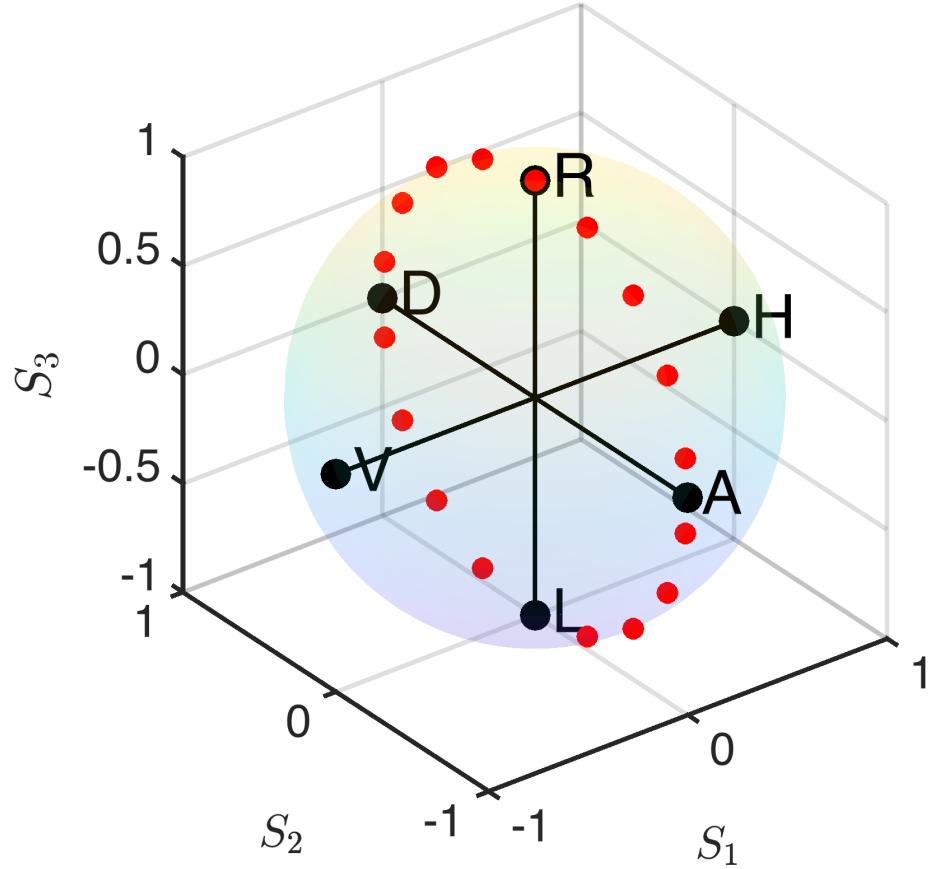


FIGURE 13 – Schéma du trajet $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |A\rangle \dots$ utilisant seulement une lame demi-onde dans la préparation de l'état d'entrée

Cette dernière est obtenue en tournant une demi-plaque d'onde avec un quart de plaque d'onde réglé à 45 degrés par rapport à l'état de base H. Le résultat doit avoir une partie réelle et doit donc toujours être égal à une amplitude de probabilité de $1/\sqrt{2}$.

Une fois l'état préparé, nous interagissons faiblement avec le système en introduisant un petit délai temporel entre les deux états de base en divisant les états de base à l'aide d'un séparateur de faisceau polarisant et en faisant en sorte que l'un des bras parcourt un chemin légèrement plus long. Chaque bras du séparateur de faisceaux est équipé d'un quart de plaque d'onde pour inverser l'état de base afin qu'ils puissent se chevaucher. Il y a donc un changement d'état de base à prendre en compte dans notre théorie, mais ce n'est qu'un changement mineur qui ne modifie pas radicalement le résultat. La partie H est faiblement interférée et se retourne à 45 degrés en passant une fois par la plaque d'onde quart d'onde et en revenant, ce qui donne un état de polarisation V, de sorte qu'elle peut être réfléchie à notre étape

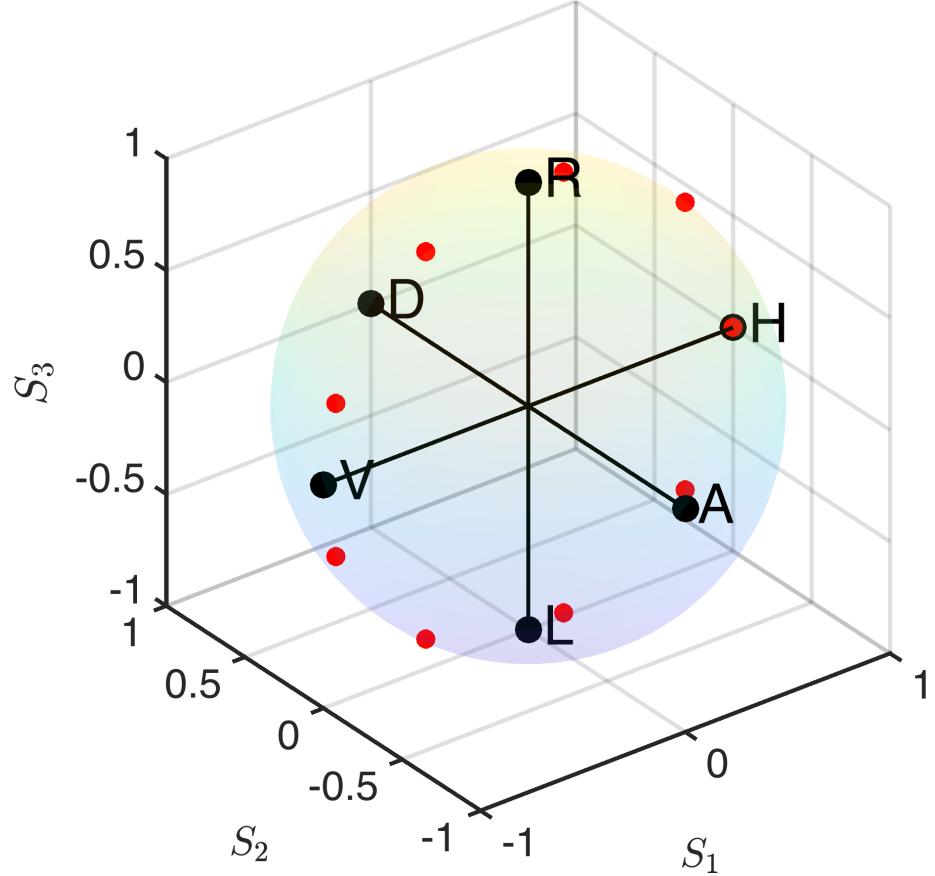


FIGURE 14 – Schéma du trajet $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle \dots$ utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d’onde à 0 dégrée dans la préparation de l’état d’entrée

de postsélection. Il est donc bon de noter que l’interaction faible est maintenant sur l’état de base V. L’état de base V d’origine suit une histoire similaire : il est retourné de 90 degrés pour pouvoir être transmis à travers le séparateur de faisceau de polarisation, puis mis en forme avec le nouvel état de base V légèrement retardé en tant qu’état de base H. L’impulsion superposée est ensuite mesurée de manière projective via un état de polarisation qui contient les deux états de base. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi de faire la postsélection avec l’état D, ce qui se fait par l’intermédiaire d’une demi-plaque d’onde et d’un polariseur. Le polariseur est utilisé comme référence, il est réglé pour être polarisé verticalement et la plaque demi-onde est réglée à 45 degrés par rapport à ce polariseur, ce qui donne un état de polarisation D qui est projeté sur notre état à faible interaction. Nous caractérisons ensuite le chemin de polarisation en sauvegardant chaque fichier csv pour chaque degré d’état d’entrée lorsque nous tournons la plaque d’onde. L’expérience a été optimisée pour fonctionner automatiquement à l’aide de supports de rotation motorisés fournis par

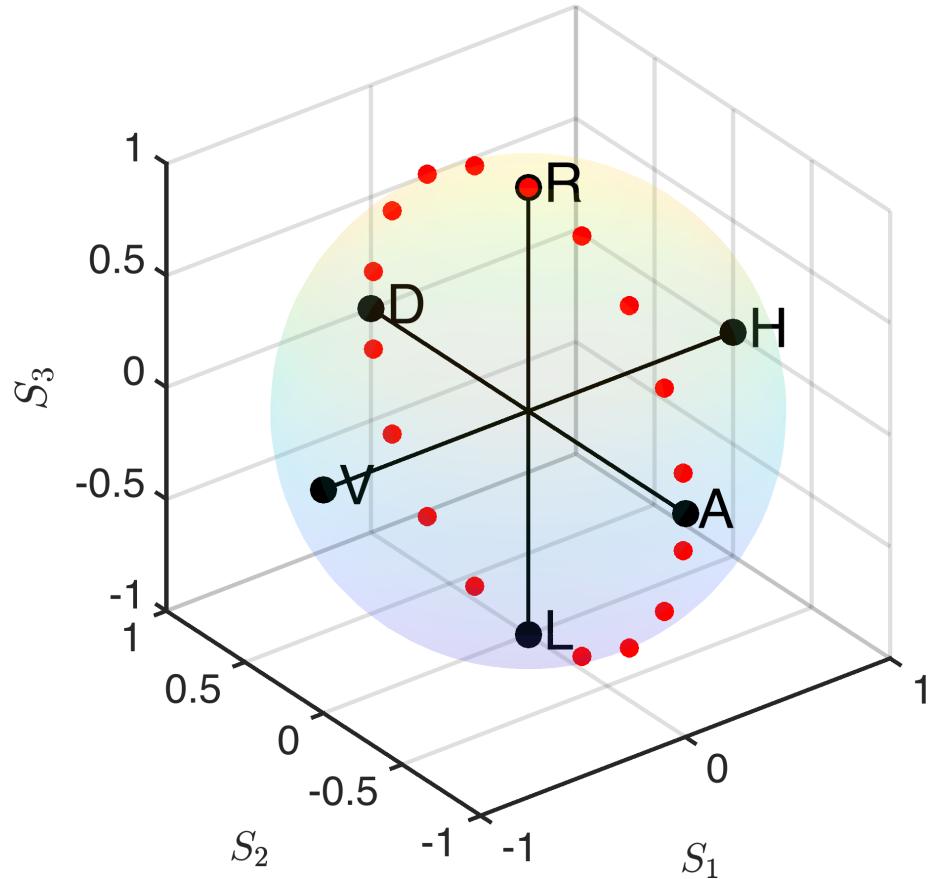


FIGURE 15 – Schéma du trajet $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle \dots$ utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d’onde à 45 dégrée dans la préparation de l’état d’entrée

thorlabs et contrôlés par un code python qui fait tourner ces supports via la bibliothèque Kinesis et utilise l’API des oscilloscopes pour enregistrer chaque fichier csv à chaque état d’entrée. Les données complètes sont ensuite caractérisées pour la partie réelle de la valeur faible, dont les résultats sont présentés au chapitre 4. La différenciation entre un chemin de polarisation linéaire et circulaire se fait dans la partie imaginaire de la valeur faible. C’est ce qui est proposé dans la section suivante.

3.3 Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible

3.3.1 Montage préposé

4 RÉSULTATS ET DISCUSSION

La façon dont nous interprétons nos résultats expérimentaux est très importante pour les mesures le délai d'un état de polarisation d'entrée. Comme nous avons démontré avec l'expérience de la vitesse de la lumière, nous allons utiliser une technique similaire pour l'interprétation des données de la partie réel. L'expérience de la vitesse de la lumière était une excellent test pour savoir comment ajuster l'efficacement de l'ajustement de nos données et mesurer la résolution minimale possible de ce que nous pouvons réaliser dans notre laboratoire pour caractériser l'état quantique à l'aide des délais. Dans les sections suivantes, nous expliquerons comment nous interprétons nos résultats expérimentaux et montrerons que la valeur faible est mesurée expérimentalement à l'aide de l'installation décrite au chapitre 3. Nous discuterons ensuite de la signification physique de ces résultats et conclurons dans le chapitre suivant.

4.1 Analyze des résultats expérimentaux pour la partie réelle de la valeur faible

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, nous voulons que notre impulsion soit semblable à une impulsion de Gauss afin de faciliter la détermination de sa position temporelle moyenne. Il est également bien connu qu'on utilise les profils d'impulsion de Gauss pour les mesures de faiblesse. Par conséquent, nous avons procédé au même ajustement des données que celui effectué dans le chapitre précédent. Cependant, pour obtenir des délais, il faut d'abord calibrer l'expérience. Pour ce faire, nous mesurons la position temporelle moyenne sans introduction de retard, soit le bras en $|V\rangle$ de l'appareil expérimental. Nous mesurons également la position temporelle moyenne du retard maximal, soit le bras $|H\rangle$. Une fois que l'expérience a été calibrée en fonction du délai maximum et minimum, nous pouvons mesurer chaque degré d'état d'entrée et trouver le retard qui lui correspond selon les positions temporelles calibrées. Ensuite, comme nous l'avons vu au chapitre 3, notre méthode expérimentale consiste à préparer les états de polarisation selon les trajectoires de polarisation mesurées, qui subiront ensuite une interaction faible, puis seront sélectionnées par un état de polarisation diagonale. La section suivante discutera des résultats obtenus à partir de nos données concernant la partie réelle de la valeur faible et la façon dont nous recueillons nos données est expliquée plus en détail.

4.1.1 La partie réelle

Notre expérience a été optimisée pour être automatisée. Tout d'abord, notre appareil expérimental subit un étalonnage consistant en une seule demi-plaque d'onde pendant la phase de préparation de la procédure expérimentale. Cette dernière est ensuite tournée pour envoyer la polarisation V correspondant à notre position temporelle moyenne de référence, qui est notre état d'entrée à retard 0. L'oscilloscope prend des données pour notre position 0, puis notre code fait tourner la demi-plaque d'onde pour envoyer le retard maximal, soit l'état de polarisation H. Notez qu'un passage de V à H, qui correspond à un changement de 90 degrés par rapport aux états de base, revient en réalité à un décalage de 45 degrés sur la demi-plaque d'onde. Chaque état de polarisation d'étalonnage (H et V) est mesuré séparément, puis les 10 résultats sont moyennés. L'oscilloscope est évidemment utilisé pour mesurer les temps d'équivalence et il calcule ensuite la moyenne de plus de 10000 formes d'onde. Après l'étalonnage, nous pouvons effectuer chacun des chemins de polarisation énoncés plus haut dans ce chapitre. Pour changer de chemin de polarisation, nous devons ajouter un quart de plaque d'onde à la préparation de l'état d'entrée, en fonction du chemin que nous caractérisons. Le premier chemin consiste seulement en une demi-plaque d'onde. Nous prenons des données tous les 5 degrés, ce qui représente 2,5 degrés en réalité. Pour chaque état d'entrée de polarisation, nous prenons 3 fichiers distincts que nous moyennons, puis nous comparons leur position temporelle moyenne avec le dossier d'étalonnage pour obtenir le retard associé à cet état. Voici les résultats de chaque délai pour les différentes état d'entrée pour le trajet $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |V\rangle$.

Cette série de données a été prise avec une interaction faible correspondant à un délai de 167 ps, obtenu en allongeant le bras $|H\rangle$ de 2,5 cm par rapport au bras $|V\rangle$. Avec les mêmes techniques d'ajustement que celles utilisées pour l'expérience sur la vitesse de la lumière, nous mesurons les retards indiqués dans la figure 18. L'erreur résulte de l'incohérence de nos modifications physiques dans notre expérience, que nous ne pouvons pas compenser, telles que les vibrations de la table et les variations d'alignement du laser pendant les longues périodes d'acquisition de données pour chaque état d'entrée. Voici les résultats pour le chemin $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |L\rangle \rightarrow |V\rangle$.

Ces résultats suivent la même courbe que ceux du chemin précédent. C'est logique, puisque les états de polarisation R et L possèdent toujours autant d'états de base ($|D\rangle$ et $|A\rangle$). On ne peut pas déterminer juste à partir de la partie réelle de la valeur faible si l'état initial est elliptique. L'information concernant le changement

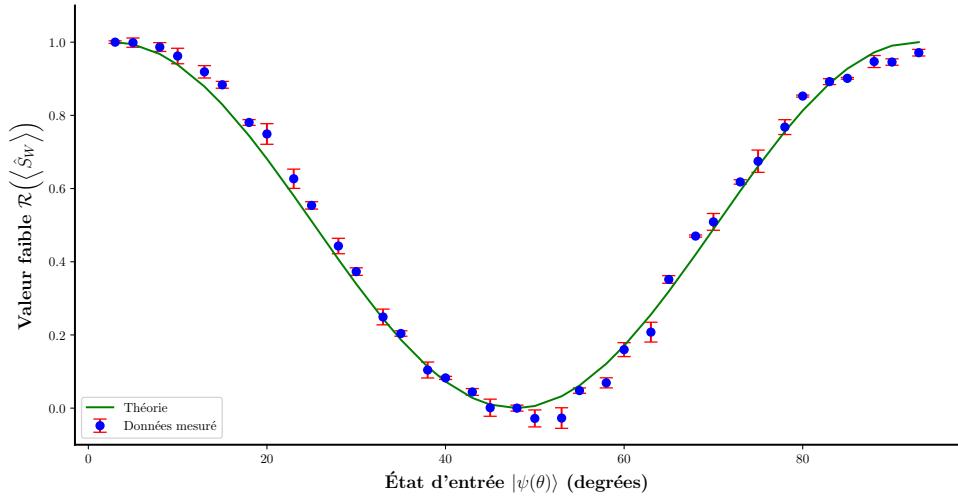


FIGURE 16 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

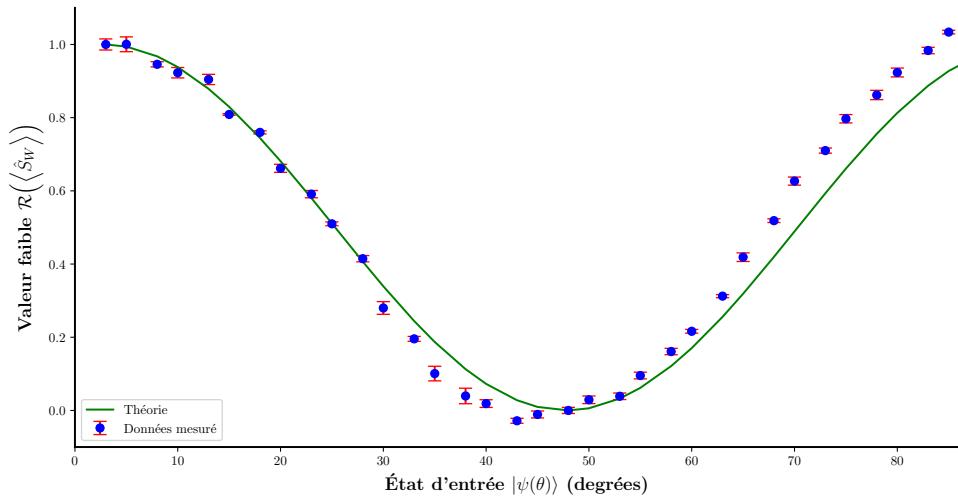


FIGURE 17 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

de phase ou d'ellipticité des états de polarisation se trouve dans la partie imaginaire de la valeur faible. Voici les résultats pour le chemin $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle$.

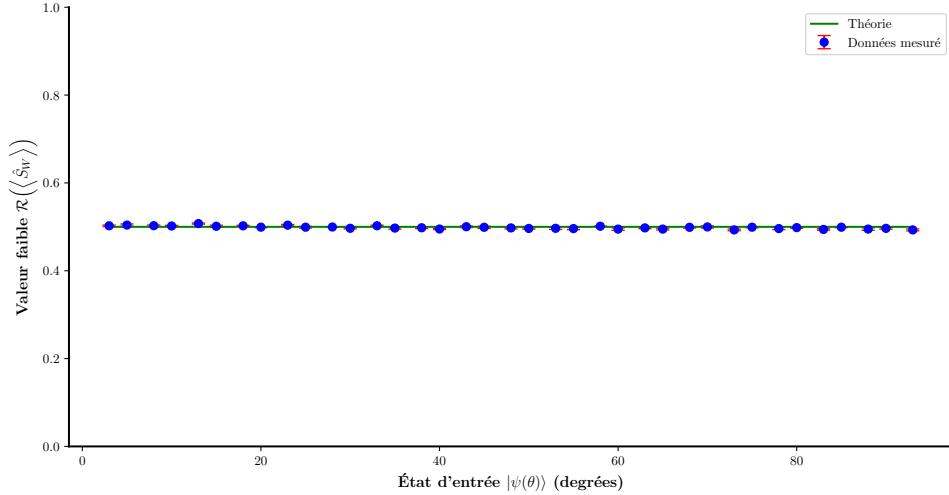


FIGURE 18 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

Ceci est plus intéressant, car c'est une preuve directe que nous avons toujours la même partie réelle de la valeur faible. Par conséquent, toute l'information nécessaire au décodage entre les polarisations se trouve dans la variable complexe du décalage temporel, c'est-à-dire le décalage de fréquence obtenu en mesurant la valeur minimale. De plus, à partir de ces données pour chaque trajet, nous pouvons calculer directement les amplitudes de probabilité de l'état quantique à partir de ces mesures de retard comme nous avons mentionné dans la section 2.3.

4.1.2 Discussion sur les résultats expérimentaux de la partie réelle

Certains voudront vérifier théoriquement nos résultats expérimentaux sur les états de polarisation faiblement mesurés de chaque chemin de manière classique par les moyens suivants. Pour le chemin $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |A\rangle$, nous n'avons qu'une seule demi-plaque d'onde appliquée sur un état de polarisation $\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ entrant. Une lame demi-onde applique l'opération suivant :

$$HWP(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (101)$$

Appliquant cela sur l'état d'entrée pour l'étape de préparation de l'état avant de subir la mesure faible.

$$HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (102)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (103)$$

Cet-à-dire, l'état quantique $|\psi\rangle$ devrait avoir les amplitudes de probabilité suivantes $a = \cos(\theta)$ et $b = \sin(\theta)$. Ceci nous donne une vérification classique pour cet effet quantique et ce n'est pas un résultat pertinent en comparaison que se qu'on obtient pour la partie réelle de la valeur faible car ils se correspondent bien. Nous pouvons performer la même opérations pour les deux autres trajets. Soit $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle$ et $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle$, qu'il possède une lame demi-onde et une lame quart d'onde fixé à 0 ou 45 dégrées relativement à l'état \mathbf{H} d'entré. Une lame quart d'onde à 0 ou 45 dégrée fait l'opération suivant :

$$QWP(0^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (104)$$

$$QWP(45^\circ) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \quad (105)$$

Donc pour le trajet $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle$ on recoit :

$$QWP(0) * HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (106)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ i\sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (107)$$

Cela signifie que les amplitudes de probabilité sont $a = \cos(\theta)$ et $b = i\sin(\theta)$. En comparaison de ce qu'on obtient pour la partie réelle de la valeur faible,

nous obtenons la même résultat que le trajet procédant. Ce dernier est grâce à la symétrie de la sphère Poincaré dont quand on parcours un trajet entre des états symétriquement orthogonal ou circulaire vont toujours avoir la même partie réel $\mathcal{R}(\langle R|H \rangle) = \mathcal{R}(\langle D|H \rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}$ et quand on transition à ces états, nous avons toujours la même superposition entre les états de bases. L'information qui contient la différence les deux trajets est trouvé dans partie imaginaire qui suppose qu'il existe un shift fréquentiel causé par l'effet d'un interaction faible entre les deux bases comme nous avons calculer dans le chapitre 2. Ensuite pour le trajet $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle$ on reçoit :

$$QWP(45) * HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (108)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(\theta) + i\sin(\theta) \\ i\cos(\theta) + \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (109)$$

Parallèlement au trajet précédent, ce sera toujours une superposition entre les états de bases grâce à la symétrie de la sphère Poincaré. Ainsi que les amplitudes de probabilité ne sont pas complètement pareil. La raison car ceci devient un système quantique en comparaison d'un système classique c'est causé par l'interaction faible grâce à un pointeur qui réduit l'état minimalement et crée une valeur moyenne faible proportionnelle à la fonction d'onde qui décrit l'information sur l'état de polarisation du système. Cependant une vérification classique n'est pas complètement inutile car ça nous permet de vérifier si notre expérience suit la même relation symétrique que l'optique classique. Cet-à-dire, que la mesure faible en comparaison des mesures classiques ou bien l'interferométrie standard, ajoute des détails sur les phases intermédiaires entre les transitions des états quantiques. Ainsi, ce calcul nous permet de vérifier l'état d'entrée pour chaque état préparé selon les trajets.

4.2 La partie imaginaire

4.3 EXTRA

5 CONCLUSION

5.1 Conclusion sur la thèse

5.2 Applications et projet de future

Références

- [1] 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>.
- [2] 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).
- [3] James A. LEWIS et Georgia WOOD. *Quantum Technology Applications and Implications*. Rapp. tech. CSIS (Center for Strategic et International Studies), 2023.
- [4] Dan BROWNE et al. *From Quantum Optics to Quantum Technologies*. 2017. arXiv : 1707.02925 [quant-ph]. URL : <https://arxiv.org/abs/1707.02925>.
- [5] Sergei SLUSSARENKO et Geoff J. PRYDE. “Photonic quantum information processing: A concise review”. In : *Applied Physics Reviews* 6.4 (oct. 2019), p. 041303. ISSN : 1931-9401. DOI : 10.1063/1.5115814. eprint : https://pubs.aip.org/aip/apr/article-pdf/doi/10.1063/1.5115814/19739502/041303_1_online.pdf. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5115814>.
- [6] 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>.
- [7] Vicente MARTIN et al. “Quantum technologies in the telecommunications industry”. In : *EPJ Quantum Technology* 8.1 (2021), p. 19. DOI : 10.1140/epjqt/s40507-021-00108-9. URL : <https://doi.org/10.1140/epjqt/s40507-021-00108-9>.
- [8] Alexander TZALENCHUK et al. “The expanding role of National Metrology Institutes in the quantum era”. In : *Nature Physics* 18.7 (2022), p. 724-727. DOI : 10.1038/s41567-022-01659-z. URL : <https://doi.org/10.1038/s41567-022-01659-z>.

- [9] Jianwei WANG et al. “Integrated photonic quantum technologies”. In : *Nature Photonics* 14.5 (oct. 2019), 273–284. ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/s41566-019-0532-1. URL : <http://dx.doi.org/10.1038/s41566-019-0532-1>.
- [10] 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>.
- [11] 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. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.38.447>.
- [12] 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. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1351>.
- [13] 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>.
- [14] E. HECHT. *Optics*. Pearson, 2012. ISBN : 9788131718070. URL : <https://books.google.ca/books?id=wcMWpBMMzIkC>.
- [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] Yakir AHARONOV, Eliahu COHEN et Avshalom C. ELITZUR. “Foundations and applications of weak quantum measurements”. In : *Phys. Rev. A* 89 (5 2014), p. 052105. DOI : 10.1103/PhysRevA.89.052105. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.052105>.
- [17] 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>.

- [18] 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>.
- [19] 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. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.180402>.
- [20] Jeff LUNDEEN. “Generalized Measurement and Post-selection in Optical Quantum Information”. Thèse de doct. University of Toronto, 2006.
- [21] 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>.
- [22] 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>.
- [23] 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>.
- [24] Jeff S. LUNDEEN et al. “Direct measurement of the quantum wavefunction”. In : *Nature* 474.7350 (2011), p. 188-191. DOI : 10.1038/nature10120. URL : <https://doi.org/10.1038/nature10120>.
- [25] 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>.
- [26] 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>.

- [27] 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>.
- [28] Guillaume THEKKADATH. “Joint measurements of complementary properties of quantum systems”. Mém. de mast. University of Ottawa, 2017.
- [29] Fumihiro KANEDA et Paul G. KWIAT. *High-efficiency single-photon generation via large-scale active time multiplexing*. 2018. arXiv : 1803.04803 [quant-ph]. URL : <https://arxiv.org/abs/1803.04803>.
- [30] Hui DAI et al. “Towards satellite-based quantum-secure time transfer”. In : *Nature Physics* 16.8 (mai 2020), 848–852. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/s41567-020-0892-y. URL : <http://dx.doi.org/10.1038/s41567-020-0892-y>.
- [31] 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>.
- [32] 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>.
- [33] David J. GRIFFITHS et Darrell F. SCHROETER. *Introduction to Quantum Mechanics*. 3^e éd. Cambridge University Press, 2018.
- [34] TEKTRONIX. *TDS5000 Series Digital Phosphor Oscilloscope User Manual*. Document Number: 071-0858-05. Tektronix, Inc. Beaverton, OR, USA, 2002. URL : <https://www.tek.com/document/manual/tds5000-series-digital-phosphor-oscilloscope-user-manual>.
- [35] AMERICAN RADIO RELAY LEAGUE (ARRL). *The ARRL Handbook for Radio Communications*. 96th. Newington, CT : ARRL, 2019. ISBN : 978-1-62595-087-1.
- [36] THORLABS. *2249-C-12 Specification Sheet*. Rev A, August 6, 2021. 2021. URL : <https://www.thorlabs.com>.

ANNEXE A

- .1 Mesure d'une fréquence créée par l'effet Doppler à l'aide de la visibilité et l'oscilloscope**
- .2 Résultats de l'effet Doppler**

ANNEXE B