



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DOCTORADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Implementación experimental de fuentes de fotones entrelazados y aplicaciones

Supervisor: Dr. Gustavo Moreira Lima
Departamento de Física
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Universidad de Concepción

Tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad
de Concepción

PABLO SALVADOR GONZÁLEZ GUADALUPE
CONCEPCIÓN - CHILE
2017



Comisión : Dr. Gustavo Moreira Lima

Dr. Esteban Sepúlveda Gómez

Dr. Erik Baradit Allendes

Este trabajo es dedicado a mi esposa Andrea, por su apoyo y fuerzas.

*Para mis padres Teresa y Pedro, mis hermanos Camila y Manuel y mi abuelo Manuel,
y en especial para ustedes Emilia y Luzmi, que guiaron el final de esta etapa.*



Tabla de Contenidos

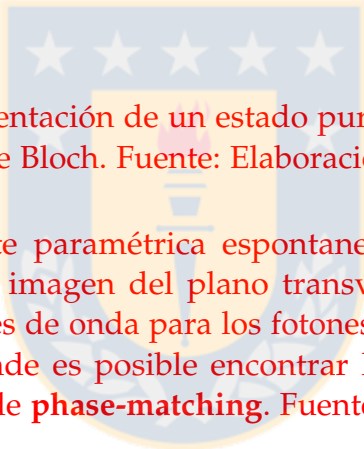
Índice de Ilustraciones	VI
AGRADECIMIENTOS	XI
Resumen	XII
1. Prefacio	1
2. Conceptos Fundamentales	4
2.1. Bits Cuánticos	4
2.1.1. Operadores de Pauli	6
2.2. Descripción general del estado de dos fotones	7
2.2.1. Conversión descendente paramétrica espontanea	7
2.2.2. Estado de dos fotones	9
3. Fuente Heráldica y su aplicación	16
3.1. Fuente Heráldica	16
3.2. Aplicación de la Fuente Heráldica	18
3.2.1. Introducción	18
3.2.2. Teoría	19
3.2.3. Experimento	20
3.2.4. Conclusión	25
3.2.5. Apéndice	26
4. Fuente de entrelazamiento en polarización y su aplicación	29
4.1. Fuente de entrelazamiento en polarización	29
4.2. Aplicación Fuente de entrelazamiento en polarización	32



4.2.1. Introducción	32
4.2.2. Experimento	36
4.2.3. Conclusión	40
4.2.4. Apéndice	40
4.2.5. Valor máximo de I para mediciones cuánticas binarias	41
4.2.6. Valor máximo de I para mediciones cuánticas arbitrarias	41
4.2.7. Implementación de la medición de tres resultados de Alice	42
4.2.8. Correlación qubit-qubit sin explicación por mediciones no proyectivas de tres resultados	43
5. Fuente Heráldica de 1546 nm y su aplicación	44
5.1. Fuente Heráldica de 1546 <i>nm</i>	44
5.2. Aplicación Fuente Heráldica de 1546 <i>nm</i>	48
5.2.1. Introducción	48
5.2.2. Experimento	49
5.2.3. Conclusión	53
Bibliografía	55



Índice de Ilustraciones

- 
- 2.1. Esfera de Bloch. Representación de un estado puro $|\psi\rangle$ como un punto en la superficie de la esfera de Bloch. Fuente: Elaboración propia. 5
- 2.2. Conversión descendente paramétrica espontánea. Esquema SPDC phase-matching Tipo I. En la imagen del plano transversal, los conos muestran tres diferentes longitudes de onda para los fotones convertidos. Los símbolos muestran ejemplos donde es posible encontrar los fotones generados que satisfacen la condición de **phase-matching**. Fuente: Elaboración propia. 8
- 2.3. Conversión descendente paramétrica espontánea. Esquema SPDC phase-matching Tipo II. Los conos con fotones horizontalmente y verticalmente polarizados muestran tres diferentes longitudes de onda para los fotones convertidos. Los símbolos muestran ejemplos donde es posible encontrar los fotones generados. Fuente: Elaboración propia. 8
- 3.1. Fuente Heráldica. Podemos ver que la fuente cuenta con un láser geminis de longitud de onda de 355 nm, el haz del láser inside en un cristal no lineal BiBo tipo II, en el cual se generan dos fotones gemelos de polarización ortogonal entre ellos. FC es un filtro de color. FI un filtro de interferencia. PBS es un divisor de haz por polarización y D1 y D2 representan dos acopladores los que se conectan a detectores de un solo fotón, mediante fibras ópticas. D2 es conectado a una fibra monomodo y el haz es colimado con el acoplador D3, de esta manera el fotón es enviado al experimento. Fuente: Elaboración propia. 17

3.2. Setup Experimental. Alice codifica los estados $|\psi_+\rangle$ ó $|\psi_-\rangle$, con una placa de media onda (HWP), ocupando un sólo fotón de una fuente de fotones gemelos SPDC conocida como fuente heráldica (H-S-P source). Bob recurre a un interferómetro tipo Sagnac para implementar la medición USD no óptima. El estado post-medición de Bob se envía a Charlie, el cual lleva a cabo una medición USD óptima ocupando 3 interferómetros idénticos tipo Sagnac. Cada salida i representa un evento inconcluso, mientras que las otras dos, $+$ y $-$, están unívocamente asociadas con los estados $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$, respectivamente. Los detectores son ubicados en un canal publico. De esta manera Bob y Charlie pueden ver que detector hizo *clic* en cada ejecución del experimento. Por lo tanto el resultado de su medición individual se obtiene sin necesidad de información clásica entre las partes (Bob y Charlie). CGF: filtro de color, IF: filtro de interferencia, HWP: placa de media onda, PBS: divisor de haz por polarización, PC: modulo de control de polarización, M: espejo, FC: acoplador de fibra óptica, APD: fotodetector de avalancha, SMF: fibra monomodo. Fuente: Elaboración propia. 21

3.3. Probabilidades $P_{\mu k}$ para cada configuración de detección mientras se envía $|\psi_+\rangle$. Las líneas continuas representan los valores esperados teóricamente para cada probabilidad como una función del producto interno s . Los puntos con barra de error representan las probabilidades medidas. La área verde representa un modelo de error. Fuente: Elaboración propia. 22

3.4. Probabilidades $P_{\mu k}$ para cada configuración de detección mientras se envía $|\psi_-\rangle$. Las líneas continuas representan los valores esperados teóricamente para cada probabilidad como una función del producto interno s . Los puntos con barra de error representan las probabilidades medidas. La área verde representa un modelo de error. Fuente: Elaboración propia. 23

3.5. Probabilidad de éxito conjunto de Bob y Charlie en sus intentos de discriminación en función de s . La línea continua representa la predicción teórica de la Ec. (3.5). Los puntos con barras de error representan los promedios de las probabilidades registradas de $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$. La superficie de área verde representa un modelo de error para mostrar como las imperfecciones experimentales pueden afectar P_{succ} en nuestro esquema. Fuente: Elaboración propia. 25

4.1. Fuente de entrelazamiento en polarización basada en un interferómetro Sagnac. PBS₁: representa un divisor de haz por polarización de entrada (salida) del interferómetro Sagnac. PPKTP: representa un cristal no lineal titanil fosfato de potasio de *poling* periódico. HWP: es una placa de media onda, la cual esta ajustada a 45° con respecto a la horizontal. D_1, D_2, D_3, D_4 , son espejos dicroicos diseñados para transmitir 405 nm y reflejar 810 nm. L_1 es una lente con foco 200 mm, la cual enfoca en el centro del cristal. Fuente: Elaboración propia. 30

4.2.	Fuente de entrelazamiento en polarización basada en un interferómetro Sagnac. Fuente: Elaboración propia.	31
4.3.	Prueba de correlaciones que no pueden ser explicadas en términos de mediciones binarias. (a) Esquema de la prueba realizada. Se envían pares de sistemas entrelazados a los laboratorios de Alice y Bob (representados por cajas con botones amarillos en la parte superior y luces de diferentes colores a un costado). En cada laboratorio un sistema es sometido a una medición (representada por el botón amarillo presionado) y produce un resultado (representado por un parpadeo de luz en las luces del costado). Todas las mediciones posibles tienen dos resultados, excepto para las mediciones de Alice $x = 3$ la que tiene tres resultados (representada por luces de diferente color: verde para 0, rojo para 1 y azul para 2). (b) Escenario descartado. Nuestro experimento excluye los resultados de la medida $x = 3$ de Alice, los que son producidos por un aparato de medición que selecciona una de las tres mediciones cuánticas binarias con resultados 0/1, 1/2 ó 2/0, representados por tres monedas con verde y rojo, rojo y azul, y azul y verde, respectivamente. Fuente: Elaboración propia. . .	33
4.4.	Setup experimental. Un cristal no lineal PPKTP es colocado dentro de un interferómetro Sagnac estable en fase y es bombeado por un láser monomodo de 405 nm para producir pares de fotones entrelazados en polarización a 810 nm. Una placa de cuarto de onda (QWP ₁) y una placa de media onda (HWP ₁), son usadas para controlar los modos en polarización del haz de bombeo. Espejo dicróico (D) y filtros de color de pasa alto son usados para remover la luz del haz de bombeo. Los fotones generados son enviados a Alice y Bob a través de fibras monomodo (SMF). Alice (Bob) pueden escoger entre tres diferentes mediciones binarias (representado en cajas binarias) etiquetadas por $x = 0, 1, 2$ ($y = 0, 1, 2$). Estas mediciones son realizadas utilizando un conjunto de QWP, HWP y PBS. Además, Alice también realiza una medición de tres resultados $x = 3$, utilizando la polarización y un interferómetro Sagnac de dos caminos (representado en el cuadro violeta). Los elementos de la medición del qubit de tres resultados se define por HWP _r , HWP _t , and HWP _o . Las cuentas en coincidencia entre los detectores de Alice y Bob, son guardadas usando una unidad electrónica de coincidencias basada en una FPGA. Fuente: Elaboración propia.	36

4.5. Resultados Experimentales. (a) Valores críticos y experimentales de I véase Ec.(4.2). Los eventos no correlacionados, uniformemente aleatorios $-1/2$, los modelos de variables ocultas locales no pueden exceder 1, mediciones cuánticas binarias no alcanzan 1,2711, y $3\frac{\sqrt{3}}{4} \approx 1,2990$, es el límite universal según la teoría cuántica. El valor experimental obtenido es $I = 1,2824 \pm 0,0013$, violando el límite para mediciones cuánticas binarias por mas de 8 desviaciones estándar. (b) Medidas de correlación. Para cada correlación $P(ab xy)$ en I , la desviación del valor medido del valor ideal, es $\Delta P = P_{exp} - P_{ideal}$. Las desviaciones en las áreas sombreadas azules disminuyen el valor experimental de I . Las barras de error corresponden a 1 desviación estándar y son calculadas asumiendo <i>fair samples</i> de la distribución Poissoniana. Fuente: Elaboración propia.	38
5.1. Cristal PPKTP con guía de onda en el setup experimental. Posición donde debe incidir el haz de bombeo en el cristal PPKTP. Fuente: Elaboración propia.	45
5.2. Esquema fuente heraldica de 1546 nm, Láser Sacher Lasertechnik GmbH, Pilot. HWP: placa de media onda ($\frac{\lambda}{2}$), cristal PPKTP con guía de onda Advr inc. Lentes ópticas, filtros de color y de interferencia (FB770). PBS: divisor de haz por polarización para la longitud de onda 1546 nm. Fibras ópticas telecom. Detectores <i>IdQuantique</i> para 1546 nm. Fuente: Elaboración propia.	46
5.3. Fuente heráldica de 1546 nm montada en la mesa óptica. Láser <i>Sacher Lasertechnik GmbH Pilot</i> , de longitud de onda configurada en 773 nm. Este láser incide en el cristal PPKTP con guía de onda Advr inc. Fuente: Elaboración propia.	47
5.4. Setup experiemental. CDU: unidad de detección en coincidencia. Circ: Circulador óptico. DM: Espejo dicroico. FIBER BS: Divisor de haz de fibra óptica. HWP: Placa de media onda. PBS: Divisor de haz por polarización. PC: Controlador manual de polarización en fibra óptica. PG: Generador de pulsos. PPKTP: Cristal periódico KTP para 1546 nm. PM: Modulador de fase. Las líneas continuas representan fibras ópticas, las líneas gruesas y punteadas representan el haz en espacio libre y cables eléctricos, respectivamente. Fuente: Elaboración propia.	49
5.5. Resultados experimentales para cuatro estados en polarización de entrada. H representa el estado horizontal, V el estado vertical, 45 el estado diagonal, -45 el estado anti-diagonal, como función del voltaje aplicado a los moduladores de fase. Los círculos representan las detecciones D_1 , mientras que los triángulos la detecciones en D_2 ambos trigerados por D_t . Las barras de error representan la desviación estándar de 10 mediciones independientes (con 10s de tiempo de integración para cada medida) para cada voltaje. Las curvas se normalizan con respecto al detector mas eficiente. Fuente: Elaboración propia.	52

AGRADECIMIENTOS

Quisiera partir agradeciendo a Gustavo Moreira por la amistad, la paciencia, el apoyo y los consejos en estos años de trabajo.

A mi esposa y compañera de vida Andrea Aguilar que sin tu inmenso amor y apoyo no podría estar finalizando esta etapa.

Mi familia que siempre han estado acompañándome en todo, gracias.

Los amigos y compañeros del laboratorio en especial tbo, pelao, miguel, johi, chesanti, a cada uno muchas gracias por los buenos y malos momentos, toda la ayuda y buena disposición.

Muchas Gracias AMIGOS!

Resumen

En la presente tesis se expondrá la construcción y aplicaciones de tres fuentes de fotones gemelos mediante el proceso de conversión descendente paramétrica espontánea (SPDC). Esta obra esta organizada de la siguiente manera.

- En el capítulo uno tenemos el prefacio donde se describe cada capítulo y las publicaciones realizadas durante mi doctorado.
- En el capítulo dos tenemos los conceptos fundamentales. Aquí, encontraremos una revisión básica de los principales conceptos en común en las tres obras expuestas.
- En el capítulo tres mostramos la construcción de una fuente de fotones heráldica. Esta fuente cuenta con un cristal no lineal birrefringente BiB_3O_6 (BiBO) tipo II (H→H,V). Además, exponemos la aplicación realizada con esta fuente.
- En el capítulo cuatro mostramos la construcción de una fuente de fotones gemelos entrelazados en polarización, basado en un interferómetro Sagnac. Ocupando un cristal no-lineal PPKTP tipo II. En esta obra también se expone la aplicación en la cual usamos esta fuente.
- Por último, en el capítulo cinco mostramos la construcción de una fuente de fotones heráldica con un cristal no lineal PPKTP con guía de onda tipo II(H→H,V). En esta obra exponemos la aplicación de un *switch* óptico, usando la fuente heráldica de 1546nm.

Prefacio

En la presente tesis realizada durante de mi doctorado, mostraremos la construcción y aplicaciones de tres fuentes de fotones gemelos mediante el proceso de conversión descendente paramétrica espontánea (SPDC). Para la construcción de estas fuentes utilizamos distintos tipos de cristales no lineales birrefringentes. Además, distintos tipos de geometrías para construir estas fuentes. El desarrollo de la tesis esta constituida por cinco capítulos, el presente capítulo prefacio, conceptos fundamentales, fuente heráldica y su aplicación, fuente de entrelazamiento en polarización y su aplicación, y por último, fuente heráldica de 1550 nm y su aplicación.

El segundo capítulo de conceptos fundamentales, encontraremos una revisión básica de los principales conceptos en común. Los cuales son necesarios para el desarrollo de las distintas fuentes y sus aplicaciones.

La primera propuesta que es presentada en el capítulo tres de la presente tesis, consiste en una fuente de fotones heráldica. Esta fuente cuenta con un cristal no lineal birrefringente BiB_3O_6 (BiBO) tipo II ($H \rightarrow H,V$). A este cristal se le hace incidir un láser 355 nm generando fotones gemelos en la longitud de onda 710 nm . Estos fotones generados son conocidos como *signal* e *idler*. De esta manera, la fuente fue usada para la demostración experimental de discriminación de estados secuenciales por varias partes. La idea principal del trabajo fue propuesta por Janos Bergou et al. publicado en Phys. Rev. Lett. **111**, 100501 (2013). En este protocolo, Alice genera un sistema cuántico en uno de dos estados no ortogonales predefinidos. El objetivo es enviar la información de los estados generados a diferentes partes sin intercambio de comunicación clásica entre ellos. La característica principal e interesante, es que al recurrir a medidas generalizadas secuenciales sobre un solo sistema, existe una probabilidad de que todos los observadores identifiquen el estado preparado por Alice. De esta manera, tenemos un sistema de comunicación cuántica entre varias partes.

En la segunda fuente propuesta, y presentada en el capítulo cuatro de la presente tesis. Consiste en una fuente de fotones gemelos entrelazados en polarización, basado en un interferómetro Sagnac. Esta fuente fue propuesta en el año 2006 por Kim, Fiorentino y Wong [65]. Este interferómetro tiene la característica de ser dual, ya que en su interior

se propagan dos longitudes de onda distintas $405nm$ y $810nm$. El interferómetro Sagnac está constituido por un PBS dual (longitudes de onda $405nm$ y $810nm$) y dos espejos. En el centro del interferómetro se encuentra un cristal no-lineal PPKTP tipo II (H→H,V) el cual es bombardeado por un haz de luz ($405nm$) en ambas direcciones. Una placa de media onda (HWP) dual (ya que necesita operar en la longitud de onda $405nm$ y $810nm$) es ubicada en una de las dos direcciones del interferómetro Sagnac. La función de esta placa es rotar la polarización del haz reflejado del PBS en $\frac{\pi}{2}$, para que tenga una polarización paralela con respecto al haz que fue transmitido. También, esta placa nos ayuda a intercambiar la polarización de los fotones gemelos. De esta forma cuando los fotones convertidos sean separados por el divisor de haz por polarización (PBS), siempre tendremos al fotón *signal* por un camino y al fotón *idler* por el otro. Esta fuente fue ocupada para realizar una certificación del dispositivo semi-independiente con el uso de medidas generalizadas, esto implicó en una nueva interpretación sobre las correlaciones entre dos qubit entrelazados. Las mediciones cuánticas en un sistema de dos niveles pueden tener más de dos resultados independientes, y en este caso la medición no puede ser proyectiva. Las mediciones de este tipo en general son esenciales para un enfoque operacional de la teoría cuántica, pero hasta ahora, el carácter no proyectivo de una medición sólo puede ser verificado experimentalmente. El objetivo de este trabajo fue superar esta restricción mediante un enfoque semi independiente del dispositivo. En un experimento con pares de qubits fotónicos entrelazados en polarización, violamos por más de 8 desviaciones estándar una desigualdad tipo Bell que es válida para un conjunto de medidas de dos resultados en cualquier dimensión. Combinamos esto con una verificación independiente del dispositivo que el sistema se describe mejor por dos qubits, lo cual, por lo tanto constituye en la primera certificación independiente del dispositivo de una medida cuántica no-proyectiva.

La tercera propuesta, presentada en el capítulo cinco de la presente tesis, consiste en una fuente de fotones heráldica con un cristal no lineal PPKTP con guía de onda tipo II(H→H,V), al cual se le hace incidir un láser de bombeo con una longitud de onda $773nm$ generando fotones gemelos en la longitud de onda $1546nm$, estos fotones generados con polarizaciones ortogonales entre si, en donde uno de estos fotones es usado de *trigger* en el esquema propuesto. Esta fuente fue usada para la demostración experimental de un *switch* óptico basado en un interferómetro Sagnac independiente de la polarización para redes cuánticas. Un *switch* óptico es un componente esencial de las futuras redes cuánticas. Este dispositivo es capaz de enrutar en forma dinámica un sólo fotón. El enrutamiento se implementa con un par de moduladores de fase electro-ópticos rápidos telecom, ubicados dentro del interferómetro Sagnac. De esta manera, cada modulador actúa sobre una componente en polarización de los fotones generados, con el fin de tener capacidad de control independiente de la polarización. Nuestro experimento está construido exclusivamente con componentes comerciales disponibles en el mercado, lo que permite una compatibilidad con los actuales sistemas de comunicación cuántica.

De estos tres trabajos dos han sido publicados y el último esta en referato para su

publicación, las revistas en que fueron y sera publicados estos trabajos son:

- M. A. Solís-Prosser, **P. Gonzalez**, J. Fuenzalida, S. Gomez, G. B. Xavier, A. Delgado, and G. Lima. "Experimental multiparty sequential state discrimination", *Physical Review A* **94**, 042309 (2016).
- Esteban S. Gómez, Santiago Gómez, **Pablo González**, Gustavo Cañas, Johanna F. Barra, Aldo Delgado, Guilherme B. Xavier, Adán Cabello, Matthias Kleinmann, Tamás Vértesi, and Gustavo Lima. "Device-Independent Certification of a Nonprojective Qubit Measurement", *Physical Review Letters* **117**, 260401 (2016).
- A. Alarcón, **P. González**, J. Cariñe, F. Toledo, G. Lima and G. B. Xavier. "Polarisation-independent Sagnac-interferometer-based optical switch for quantum networks", *ELECTRONICS LETTERS* (2017), sometido para publicación.

Además, he realizado otros trabajos con nuestro grupo de investigación:

- **P. González**, L. Rebón, T. Ferreira da Silva, M. Figueroa, C. Saavedra, M. Curty, G. Lima, G. B. Xavier, and W. A. T. Nogueira, "Quantum Key Distribution with untrusted detectors", *Physical Review A* **92**, 022337 (2015).
- G. Cañas, N. Vera, J. Cariñe, **P. González**, J. Cardenas, P. W. R. Connolly, A. Przysieszna, E. S. Gómez, M. Figueroa, G. Vallone, P. Villoresi, T. Ferreira da Silva, G. B. Xavier, G. Lima, "High-dimensional decoy-state quantum key distribution over 0.3 km of multicore telecommunication optical fibers.", submitted for publication.
- The BIG Bell Test Collaboration, "Challenging local realism with human randomness". en proceso de escritura.

Conceptos Fundamentales

En este capítulo se resumirá los conceptos fundamentales, comunes entre los tres trabajos presentados en la presente tesis. Se expondrá una breve descripción de bits en mecánica cuántica, su interpretación dentro de la esfera de Bloch, seguido de operadores de Pauli. Luego, mostraremos el proceso de conversión descendente paramétrica espontánea (SPDC). Además, el calculo completo del estados de dos fotones generados mediante la interacción de un campo óptico con un cristal no lineal birrefringente.

2.1. Bits Cuánticos

En términos de información los ordenadores almacenan la información en forma de bits binarios “0” y “1”. Un bit es la unidad de información asociado con el uso de logaritmos en base 2. Análogamente en mecánica cuántica se puede almacenar la información en forma de “bits cuánticos” o “qubits”. Para definir estos qubits consideraremos un espacio de Hilbert de dimensión dos. Estos qubits son estados en mecánica cuántica asociados a partículas individuales como átomos y/o fotones. De esta manera, existe una diferencia fundamental entre los bits clásicos y los qubits. Esta diferencia recae en el hecho de que en mecánica cuántica consideramos superposiciones de estados, esto quiere decir que el sistema puede estar en los estados “0” y “1” simultáneamente.

Al representar los qubits, elegimos sistemas físicos que tengan dos estados cuánticos fácilmente distinguibles, que puedan ser utilizados para representar los bits binarios “0” y “1”. Utilizamos la notación de Dirac para etiquetar los bits binarios “0” y “1” como $|0\rangle$ y $|1\rangle$, respectivamente [1]. En general podemos escribir el estado de un qubit, como

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad (2.1)$$

donde, α y β son coeficientes complejos tales que deben cumplir la condición de normalización $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. De esta manera, se amplía la cantidad de información que podemos

2. CONCEPTOS FUNDAMENTALES

almacenar en un qubit, pues estos coeficientes complejos pueden, en principio, tomar infinitos valores.

Como necesitamos tener un sistema físico o un grado de libertad cuyo estado cuántico tenga dos niveles energéticos, como la polarización. Consideremos la polarización lineal de un fotón como una base para los estados del qubits, de tal manera un estado arbitrario de un qubit utilizando la polarización lineal como base, se puede escribir de la siguiente manera.

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \\ &\equiv \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle. \end{aligned} \quad (2.2)$$

La información del qubit es almacenada en los coeficientes de amplitud o probabilidades de amplitud α y β .

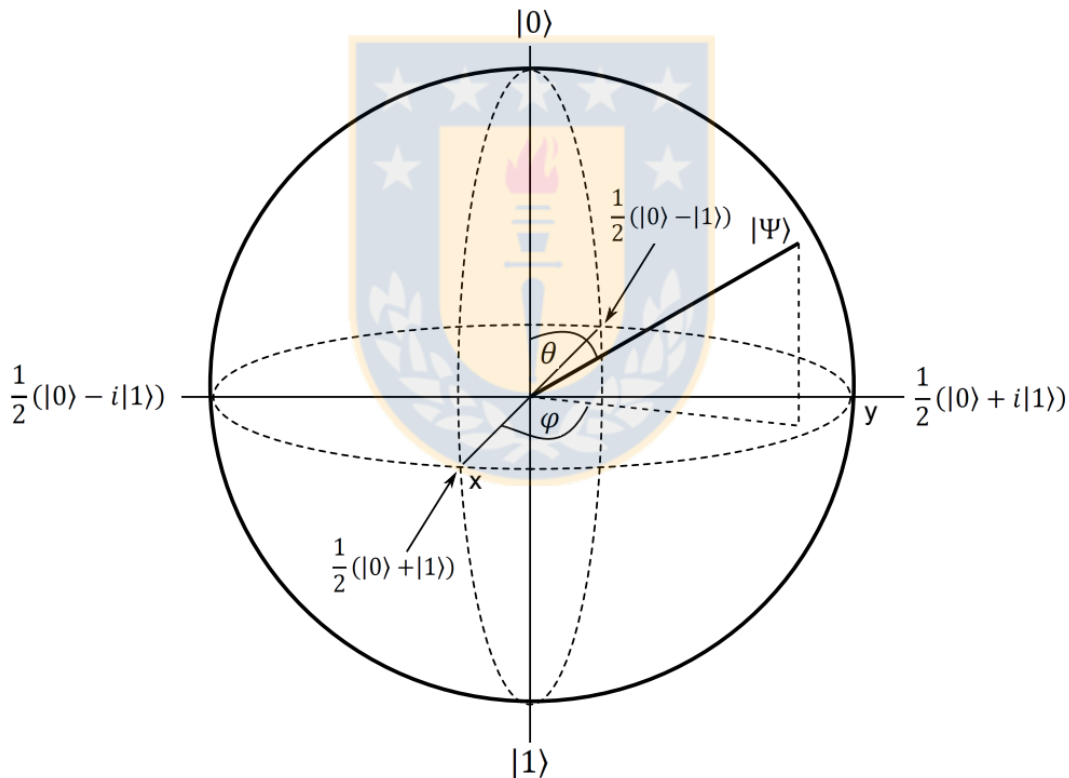


Figura 2.1: Esfera de Bloch. Representación de un estado puro $|\psi\rangle$ como un punto en la superficie de la esfera de Bloch. Fuente: Elaboración propia.

El estado de un qubit más general que podemos escribir es,

$$|\psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle - e^{i\varphi}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle. \quad (2.3)$$

La Ec.(2.3) corresponde a un punto con coordenadas θ entre $[0, \pi]$ y φ entre $[-\pi, \pi]$ y son los ángulos polar y azimutal en la esfera de Bloch (Fig. 2.1)[6]. Se ha realizado una descripción del estado puro de un sistema mediante vectores de estado, pero es posible realizar una formulación mediante operador densidad (matriz densidad). Podemos definir el operador densidad de un sistema puro como,

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi|, \quad (2.4)$$

con $|\psi\rangle$ un estado puro.

Esta matriz densidad cumple con las siguiente propiedades:

- ρ es semidefinida positiva.
- $\text{Tr}(\rho)=1$.
- ρ es hermítico ($\rho = \rho^\dagger$)

La última condición indica que todos sus autovalores son mayores o iguales a cero.

2.1.1. Operadores de Pauli

Podemos escribir el estado de un qubit usando los operadores de Pauli,

$$\hat{I} = |0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|, \quad (2.5)$$

$$\hat{\sigma}_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|, \quad (2.6)$$

$$\hat{\sigma}_y = i(|1\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 1|), \quad (2.7)$$

$$\hat{\sigma}_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|, \quad (2.8)$$

donde \hat{I} corresponde al operador identidad.

Los operadores de Pauli toman la siguiente representación matricial en la base $|0\rangle$ y $|1\rangle$,

$$\hat{I} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.9)$$

$$\hat{\sigma}_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

$$\hat{\sigma}_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

$$\hat{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Los operadores de Pauli no conmutan. Esto nos dice que tienen distintos vectores propios. Podemos escribir el conmutador de dos operadores de Pauli en función de un tercero como se muestra a continuación,

$$[\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y] = 2i\hat{\sigma}_z, \quad (2.13)$$

$$[\hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z] = 2i\hat{\sigma}_x, \quad (2.14)$$

$$[\hat{\sigma}_z, \hat{\sigma}_x] = 2i\hat{\sigma}_y. \quad (2.15)$$

Sin embargo, el anticonmutador de dos diferentes operadores de Pauli es cero, así

$$\{\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y\} = \{\hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z\} = \{\hat{\sigma}_z, \hat{\sigma}_x\} = 0. \quad (2.16)$$

Como es de ayuda para tener una referencia más clara de los operadores de Pauli asociados a los qubits, es conveniente representarlos como puntos en la superficie de la esfera de Bloch (Fig. 2.1). Esta es una esfera de radio unitario y los puntos en la superficie corresponden a diferentes estados puros. Puntos opuestos representan un par de estados mutuamente ortogonales. Los polos norte y sur corresponden a los estados $|0\rangle$ y $|1\rangle$. Los valores propios de $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$, son alineados en los ejes "X" y eje "Y", respectivamente.

Es posible encontrar la representación de la matriz densidad de un qubit en la esfera de Bloch es,

$$\rho = \frac{1}{2} (\hat{I} + \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (2.17)$$

donde $\boldsymbol{\sigma}$ es el vector de las matrices de Pauli. El vector \mathbf{r} es tal que si su módulo es $|\mathbf{r}| = 1$, entonces ρ es un estado puro, que está en la superficie de la esfera de Bloch. En la presente tesis, los qubits serán codificados en polarización y en modos de propagación espacial.

2.2. Descripción general del estado de dos fotones

2.2.1. Conversión descendente paramétrica espontanea

Conversión descendente paramétrica espontanea (SPDC como sus singlas en inglés) es un proceso resultante de la interacción de un campo óptico (un fotón) y un material no-lineal (cristal birrefringente). Esta interacción nos conduce a un nuevo y único sistema físico compuesto de dos fotones. SPDC fue investigado inicialmente de forma teórica por Zeldovich y Klyshko (1969)[2] y experimentalmente por Burnham y Weinberg (1970) [3]. El proceso SPDC será el principal recurso de entrelazamiento en las diferentes propuestas experimentales descritas en el desarrollo de la presente tesis.

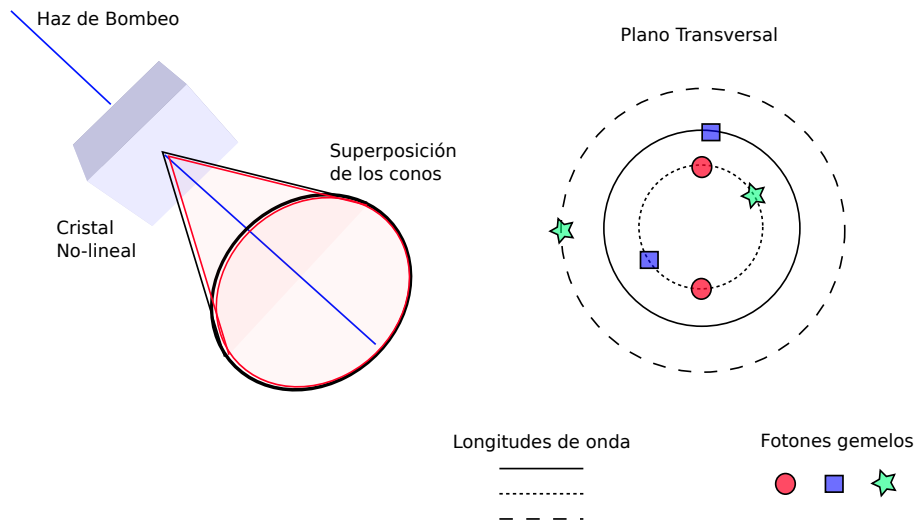


Figura 2.2: Conversión descendente paramétrica espontánea. Esquema SPDC phase-matching Tipo I. En la imagen del plano transversal, los conos muestran tres diferentes longitudes de onda para los fotones convertidos. Los símbolos muestran ejemplos donde es posible encontrar los fotones generados que satisfacen la condición de *phase-matching*. Fuente: Elaboración propia.

El nombre del proceso SPDC revela algunas de sus características. Es un proceso paramétrico ya que la energía incidente se transfiere totalmente a los fotones generados. Es un proceso de conversión descendente ya que cada uno de los fotones generados tiene una energía menor que el fotón incidente. La conservación de la energía y el momentum establecen las relaciones entre las frecuencias (ω_p) y vectores de onda ($\mathbf{k}_p; \mathbf{k}_s; \mathbf{k}_i$) de los fotones.

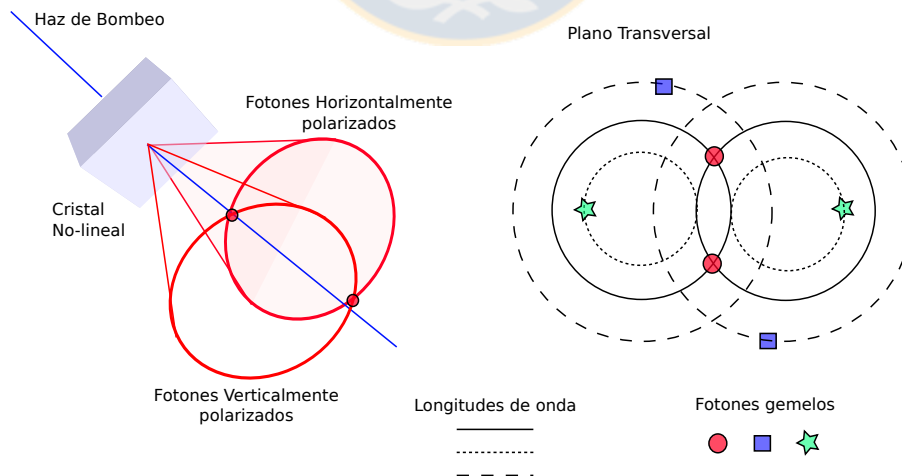


Figura 2.3: Conversión descendente paramétrica espontánea. Esquema SPDC phase-matching Tipo II. Los conos con fotones horizontalmente y verticalmente polarizados muestran tres diferentes longitudes de onda para los fotones convertidos. Los símbolos muestran ejemplos donde es posible encontrar los fotones generados. Fuente: Elaboración propia.

En el proceso SPDC se hace incidir un haz de fotones conocido como haz de bombeo (o “pump”) con frecuencia w_p y vector de onda \mathbf{k}_p sobre un cristal no-lineal (véase Fig.[2.2], Fig.[2.3]). Se producen dos nuevos campos designados genéricamente como *signal* y *idler*. Estos campos tienen frecuencias w_s y w_i , vectores de onda \mathbf{k}_s y \mathbf{k}_i , respectivamente. Los fotones *signal* y *idler* están entrelazados espacialmente debido a la conservación de energía y momento. La expresión de conservación de energía se puede expresar con el concepto **Phase Matching**,

$$\begin{aligned} w_p &= w_s + w_i, \\ \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Esta condición de *Phase Matching* mostrada en la ecuación (2.18) se pueden lograr para cristales birrefringentes uniaxiales. Ya que el índice de refracción cambia con la frecuencia y la polarización de un haz incidente [4]. Esta condición de *Phase Matching* se satisface para $\Delta\mathbf{k} = 0$, con $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p$, cumpliendo la condición de la ecuación (2.18).

Existen dos formas de satisfacer las ecuaciones mostradas conocidas como Phase Matching tipo I (véase Fig.[2.2]) y tipo II (véase Fig.[2.3]). En el tipo I, los fotones son generados con la misma polarización (H,H ó V,V) y ortogonales pump, y se emiten en un continuo de frecuencias en forma de conos concéntricos alrededor de la dirección del haz del pump. En el tipo II, los fotones Signal y Idler tienen polarizaciones ortogonales entre ellos (H,V ó V,H), y uno de los dos fotones tiene la misma polarización del pump, y se emiten en dos conos diferentes (véase Fig.[2.3]).

2.2.2. Estado de dos fotones

SPDC puede ser derivada de la descripción clásica de la interacción no-lineal, seguida por la cuantización del campo electromagnético. Vamos a considerar la descripción dada en [5]. Consideramos un medio isótropo, la relación general entre la polarización eléctrica \mathbf{P} y el campo eléctrico \mathbf{E} se expresa como un desarrollo perturbativo, tomando sólo la magnitud, ya que la dirección de polarización coincide con la del campo, tenemos:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\mathbf{E}^{(1)} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^{(2)} + \dots). \quad (2.19)$$

La parte de la polarización asociada al segundo término en adelante, disminuye rápidamente en intensidad a medida que aumenta el orden. En el caso de medios cristalinos donde \mathbf{P} y \mathbf{E} no son necesariamente paralelos, la polarización es expresada de la siguiente forma,

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(\chi\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E} \otimes \mathbf{E} + \dots). \quad (2.20)$$

Dado que tenemos distintas propagaciones de los campos en el cristal, la polarización

eléctrica se escribe,

$$P_i(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_0^\infty dt' \chi_{ij}^{(1)}(t') E_j(\mathbf{r}, t - t') + \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dt'' \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') E_j(\mathbf{r}, t - t') E_k(\mathbf{r}, t - t''), \quad (2.21)$$

donde $\chi^{(1)}$ y $\chi^{(2)}$, son el primer y segundo orden del tensor de susceptibilidad. Los términos de orden superior en la susceptibilidad han sido despreciados puesto que en los cristales con que trabajaremos la generación de más pares de fotones, tiene una probabilidad extremadamente baja de generación.

Por otro lado, tenemos que el Hamiltoniano del campo eléctrico en un medio dieléctrico, dentro de un volumen V ,

$$H = \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} (\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)), \quad (2.22)$$

donde, \mathbf{D} es el vector desplazamiento, que es denotado en función del campo eléctrico y la polarización eléctrica, de la forma $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$, reemplazamos en nuestro Hamiltoniano,

$$H = \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} ((\epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t))(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)), \quad (2.23)$$

$$H = \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} ((\epsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \int_0^\infty dt' \chi_{ij}^{(1)}(t') E_j(\mathbf{r}, t - t') + \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)) + \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)). \quad (2.24)$$

El Hamiltoniano puede ser escrito como $H = H_0(t) + H_I(t)$, donde H_0 corresponde a la interacción entre el campo eléctrico y el primer orden de la polarización eléctrica. El termino H_I es la interacción del campo eléctrico con la parte no lineal de la polarización eléctrica dada por,

$$\mathbf{H}_I(t) = \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} E(\mathbf{r}, t) P_{NL}(\mathbf{r}, t), \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dt'' \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') E_i(\mathbf{r}, t) E_j(\mathbf{r}, t - t') E_k(\mathbf{r}, t - t''). \quad (2.26)$$

Vamos a suponer que después del cristal no-lineal hay filtros de interferencia para restringir el espectro de frecuencia de los campos signal e idler. Por otra parte, para describir los campos de entrada (pump), signal e idler en su forma cuantizada debemos expandir éstos en ondas planas,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^+(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^-(\mathbf{r}, t), \quad (2.27)$$

donde

$$\mathbf{E}^+(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\sigma, \mathbf{k}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}, \sigma} \alpha_{\mathbf{k}, \sigma} G(\omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = [\mathbf{E}^-(\mathbf{r}, t)]^*. \quad (2.28)$$

de esta manera, $\mathbf{k}=(k_x, k_y, k_z)$ corresponde al vector de onda, V será el volumen cuantizado, $G(\omega)$ es la función transmisión de los filtros de interferencia, $\mathbf{e}_{\mathbf{k}, \sigma}$ será el vector de polarización (un vector de dimensión dos), ω es la frecuencia, $\alpha_{\mathbf{k}, \sigma}$ es la amplitud de los modos y $\varepsilon_{\mathbf{k}, \sigma} = \left(\frac{\hbar}{\omega}(\mathbf{k}, \sigma) 2\varepsilon_0 n^2(\mathbf{k}, \sigma) \right)^{1/2}$ considerada una constante. Además, el índice σ resume las componentes del vector de polarización.

Para cuantizar, identificamos las amplitudes del campo eléctrico con los operadores de creación y destrucción \mathbf{a} y \mathbf{a}^\dagger . La forma que tiene el campo eléctrico cuantizado es,

$$\mathbf{E}^+(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{v}} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}, \sigma} \mathbf{a}_{\mathbf{k}, \sigma} G(\omega) \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) \quad (2.29)$$

$$\mathbf{E}^-(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{v}} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \sigma}^* \varepsilon_{\mathbf{k}, \sigma} \mathbf{a}_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger G(\omega) \exp(-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) \quad (2.30)$$

Los campos pump (p), signal (s) y idler (i) resultan entonces de la forma,

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t - t'') = \mathbf{E}_p^+(\mathbf{r}, t - t'') + \mathbf{E}_p^-(\mathbf{r}, t - t''), \quad (2.31)$$

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t - t') = \mathbf{E}_i^+(\mathbf{r}, t - t') + \mathbf{E}_i^-(\mathbf{r}, t - t'). \quad (2.32)$$

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_s^+(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_s^-(\mathbf{r}, t), \quad (2.33)$$

Luego, si reemplazamos en el Hamiltoniano, tendremos que resolver el término $\mathbf{E}_s \mathbf{E}_i \mathbf{E}_p$, lo cual nos lleva a una combinación de operadores de creación y destrucción. Así, la forma que tiene estas combinaciones de los campos signal, idler y el pump son de la forma,

$$E_s^+(\mathbf{r}, t) E_i^+(\mathbf{r}, t - t') E_p^+(\mathbf{r}, t - t'') = \frac{1}{V^{3/2}} C_s C_i C_p \mathbf{a}_s \mathbf{a}_i \mathbf{a}_p e^{i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} e^{-i(\omega_s + \omega_i + \omega_p)t} e^{i\omega_i t'} e^{i\omega_p t''}. \quad (2.34)$$

Ahora, asumiendo conservación de la energía, tenemos que las únicas combinaciones posibles de frecuencias son, $\omega_p - \omega_i - \omega_s = 0$ ó $\omega_i + \omega_s - \omega_p = 0$, por lo tanto tenemos dos combinaciones posibles de operadores de creación y destrucción. Definimos la constante $g_{\mathbf{k}_j \sigma_j}$ que contiene $n(\mathbf{k}_j, \sigma_j)$ que representa el índice de refracción del cristal no-lineal.

$$g_{\mathbf{k}_j \sigma_j} = i \sqrt{\frac{\hbar \omega(\mathbf{k}_j, \sigma_j)}{2\varepsilon_0 n^2(\mathbf{k}_j, \sigma_j)}}. \quad (2.35)$$

Entonces,

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} e^{i(w_s + w_i - w_p)t} e^{-iw_i t'} e^{iw_p t''} \\
 &\quad \times \mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p}^* + H.C. \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

Ahora, si introducimos este resultado en el Hamiltoniano de interacción de la Ec. (2.2.2) tenemos,

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} e^{i(w_s + w_i - w_p)t} \mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p}^* \\
 &\quad \times \int_V d\mathbf{r} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dt'' \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} e^{-iw_i t'} e^{iw_p t''} + H.C. \quad (2.37)
 \end{aligned}$$

Donde V como se explicó anteriormente representa el volumen del cristal y H.C. es el hermitico conjugado. También vamos a eliminar todos los términos que no conservan la energía y podemos definir,

$$\chi_{ijk} \equiv \chi_{ijk}^{(2)}(w_p = w_s + w_i) + \chi_{ijk}^{(2)}(w_i = w_s + w_p) + \chi_{ijk}^{(2)}(w_s = w_i + w_p), \quad (2.38)$$

con

$$\chi_{ijk}^{(2)}(w = w' + w'') = \int_0^\infty \int_0^\infty dt'' \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') e^{-i(w' t' + w'' t'')}. \quad (2.39)$$

Luego, podemos ver que el Hamiltoniano de interacción asume la forma:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}_I(t) &= \frac{1}{2v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} e^{i(w_s + w_i - w_p)t} \chi_{ijk} \mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* \mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p}^* \\
 &\quad \times \int_V d\mathbf{r} e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} + H.C. \quad (2.40)
 \end{aligned}$$

Para encontrar el estado cuántico en un tiempo t tenemos primero que definir cual será el estado $|\psi(0)\rangle$ en el tiempo inicial $t_0 = 0$. Para determinar el estado cuántico en el tiempo t usamos el operador de evolución,

$$|\psi(t)\rangle = U(t)|\psi(0)\rangle, \quad (2.41)$$

donde

$$U(t) = \exp\left(\frac{1}{i\hbar} \int_0^t d\tau H(\tau)\right). \quad (2.42)$$

2. CONCEPTOS FUNDAMENTALES

Si consideramos que el haz de bombeo interactúa con un cristal no-lineal de dimensiones pequeñas (del orden de los centímetros de longitud), tal que el tiempo de interacción es pequeño, entonces podemos expandir el operador unitario de evolución en serie de potencias,

$$U(t) = 1 + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t d\tau H_I(\tau) + \dots \quad (2.43)$$

La integral puede ser expresada ocupando el hamiltoniano de interacción,

$$\begin{aligned} \int_0^t d\tau H_I(\tau) &= \frac{1}{2v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \\ &\times e^{i(w_s + w_i - w_p)t/2} \chi_{ijk}(\mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s})_i^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i})_j^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p})_k \\ &\times \text{tsinc}[t/2(w_s + w_i - w_p)] \int_V d\mathbf{r} e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} + H.C. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Al solucionar la integral en \mathbf{r} nos conduce a una función sinc que involucra los vectores de onda, la cual proporciona la condición de conservación del momento,

$$\begin{aligned} \int_0^t d\tau H_I(\tau) &= \frac{Vt}{2v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \\ &\times \chi_{ijk}(\mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s})_i^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i})_j^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p})_k \text{sinc}[(w_s + w_i - w_p)t/2] \\ &\times e^{i(w_s + w_i - w_p)t/2} \prod_{m=x,y,z} \text{sinc}(l_m/2[\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p]_m) \\ &\times e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \frac{\mathbf{l}}{2}} + H.C, \end{aligned} \quad (2.45)$$

donde $V = l_x \times l_y \times l_z$ y l_m es la dimensión del medio no lineal en la dirección m ($m = x, y, z$).

El estado cuántico del sistema en el tiempo t resulta ser,

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= |vac\rangle + \frac{Vt}{i\hbar 2v^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s \sigma_s} \sum_{\mathbf{k}_i \sigma_i} \sum_{\mathbf{k}_p \sigma_p} g_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^* g_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^* g_{\mathbf{k}_p \sigma_p} \mathbf{a}_{\mathbf{k}_s \sigma_s}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_i \sigma_i}^\dagger \mathbf{a}_{\mathbf{k}_p \sigma_p} v_p(\mathbf{k}_p, \sigma_p) \\ &\times \chi_{ijk}(\mathbf{e}_{\mathbf{k}_s \sigma_s})_i^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_i \sigma_i})_j^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_p \sigma_p})_k \text{sinc}[(w_s + w_i - w_p)t/2] e^{i(w_s + w_i - w_p)t/2} \\ &\times \prod_{m=x,y,z} \text{sinc}(l_m/2[\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p]_m) e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \frac{\mathbf{l}}{2}} |\mathbf{k}_s, \sigma_s\rangle |\mathbf{k}_i, \sigma_i\rangle \end{aligned} \quad (2.46)$$

Los estados $|\mathbf{k}_s, \sigma_s\rangle |\mathbf{k}_i, \sigma_i\rangle$ aparecen cuando uno aplica los operadores de creación sobre el estado del vacío, son conocidos como los estados de Fock de un solo fotón en los modos (\mathbf{k}_s, σ_s) signal y (\mathbf{k}_i, σ_i) idler, y la función $v_p(\mathbf{k}_p, \sigma_p)$ es la amplitud correspondiente al plano de onda (\mathbf{k}_p, σ_p) del pump o haz de bombeo. Ahora, si consideramos las siguientes aproximaciones con la intención de simplificar la ecuación (2.46),

- El tiempo de interacción es lo suficientemente largo, tal que el término $\text{sinc}[(w_s + w_i - w_p)t/2]$ es significativo solo cuando se cumple la condición de Phase Matching $w_s + w_i = w_p$. Esto se puede justificar con el uso de una intensidad moderada del pump. Así, el intervalo de tiempo entre dos generaciones es larga comparada con el tiempo de detección.
- La propagación de las frecuencias de los campos generados signal e idler es pequeña, comparada con las frecuencias centrales, de modo que la dispersión de los índices de refracción alrededor de las frecuencias centrales es pequeña. Asumir esto, puede ser justificado si se insertan filtros de interferencias de banda estrecha en el frente de los detectores.
- Los términos $g_{\mathbf{k}_j\sigma_j}$ y $\tilde{\chi}_{ijk}$ varían lentamente en función del vector de onda \mathbf{k}_j , de modo que puede ser tomado como constante en los intervalo de \mathbf{k}_j .
- El pump se propaga a lo largo del eje z , y el cristal es lo suficientemente largo en las direcciones x - y para contener la totalidad del perfil transversal del pump, entonces l_x y l_y pueden ser extendidos al infinito, consideramos el término de la ecuación (2.46):

$$\exp[i(w_s + w_i - w_p)t/2] \prod_m \text{sinc}[(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p)l_m/2], \quad (2.47)$$

Es proporcional a:

$$\delta(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i - \mathbf{q}_p) \text{sinc}[(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p)l_m/2], \quad (2.48)$$

donde $\mathbf{q}_j = (k_{jx}, k_{jy})$ es la componente transversal de \mathbf{k}_j y $L = l_z$ es el espesor del cristal.

- El volumen cuantizado es lo suficientemente grande para justificar la sustitución de la suma sobre \mathbf{k} por una integral.
- El pump contiene sólo polarización extraordinaria. Esta suposición esta implícita al momento de trabajar con cristales con birrefringencia negativa (es decir, el índice de refracción extraordinario es menor que el ordinario $n_e < n_o$).

Si asumimos estas condiciones tenemos que:

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \sum_{\sigma_s, \sigma_i} \int dw_s \int dw_i \int \mathbf{q}_s \int \mathbf{q}_i \Phi_{\sigma_s \sigma_i}(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i, w_s, w_i) |\mathbf{q}_i, w_i, \sigma_i\rangle |\mathbf{q}_s, w_s, \sigma_s\rangle, \quad (2.49)$$

2. CONCEPTOS FUNDAMENTALES

donde $|\mathbf{q}_i, w_i, \sigma_i\rangle$ y $|\mathbf{q}_s, w_s, \sigma_s\rangle$ representan el estado de un fotón en el modo definido por la componente transversal q_i y q_s de los vectores de onda, por las frecuencias w_i y w_s y las polarizaciones σ_i y σ_s , respectivamente. La amplitud $\Phi_{\sigma_s\sigma_i}$ es reducida a,

$$\Phi_{\sigma_s\sigma_i} \approx C_{\sigma_s\sigma_i} G_s(w_s) G_i(w_i) v(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i, w_s + w_i) \text{sinc}\left[(k_{sz} + k_{iz} - k_{pz}) \frac{L}{2}\right], \quad (2.50)$$

donde $C_{\sigma_s\sigma_i}$ es una constante de acoplamiento que depende del tensor de susceptibilidad no-lineal y $G(w_j)$ es la función espectral definida por los filtros de interferencia de banda estrecha ubicados en el frente de los detectores.

En la expresión de la Ec.(2.50) podemos distinguir dos términos. El primero, describe un proceso en el cual el haz de bombeo o pump viaja por el cristal sin evolucionar, este término no da origen a fotones gemelos. El segundo término representa la generación de fotones gemelos en modos que inicialmente están en el vacío.

El estado de los fotones gemelos generados por medio de SPDC, podemos escribirlo por simplicidad para el calculo. Vamos a considerar algunas aproximaciones específicas que son apropiadas para determinadas situaciones experimentales. Consideramos que los campos Signal y Idler son detectados a través de pequeñas aperturas en posiciones fijas lo suficientemente alejados de la fuente, de esta manera solo un modo espacial es seleccionado por cada detector. Al usar filtros de interferencia de banda estrecha, el estado cuántico espacial adopta la siguiente forma,

$$|\psi\rangle = |vac\rangle + \eta \int d\mathbf{q}_s \int d\mathbf{q}_i \Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i) |1, \mathbf{q}_s\rangle |1, \mathbf{q}_i\rangle. \quad (2.51)$$

La amplitud bifotónica está dada por:

$$\Phi(\mathbf{q}_s, \mathbf{q}_i) = v(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i) \text{sinc}\left[\frac{L}{4k} |\mathbf{q}_s - \mathbf{q}_i|^2\right]. \quad (2.52)$$

Donde $v(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i)$ es el espectro angular del haz, correspondiente a la transformada de Fourier de $W(\mathbf{a})$ y $\text{sinc}\left[\frac{L}{4k} |\mathbf{q}_s - \mathbf{q}_i|^2\right]$ es la función de *Phase Matching* del proceso no lineal. El estado de los dos fotones en el espacio de coordenadas puede ser obtenido usando de la transformada de Fourier,

$$|\psi\rangle = |vac\rangle + \eta \int d\boldsymbol{\rho}_s \int d\boldsymbol{\rho}_i \tilde{v}(\boldsymbol{\rho}_s + \boldsymbol{\rho}_i) \text{sint}\left[\frac{L}{4k} |\boldsymbol{\rho}_s - \boldsymbol{\rho}_i|^2\right] |1, \boldsymbol{\rho}_s\rangle |1, \boldsymbol{\rho}_i\rangle, \quad (2.53)$$

donde $\tilde{v}(\boldsymbol{\rho}_s + \boldsymbol{\rho}_i)$ es el campo eléctrico en coordenadas transversales, la función *sint* se define como, $\text{sint}(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^\infty \text{sinc}(t) dt = 1 - \frac{2}{\pi} Si(x)$, donde $Si(x)$ es la función seno integral.

Fuente Heráldica y su aplicación

3.1. Fuente Heráldica



Una fuente heráldica de fotones gemelos, consiste en el uso como trigger de uno de dos fotones gemelos generados. Estos fotones son creados mediante el proceso de conversión descendente paramétrica espontánea (SPDC, véase 2.2.1). Un láser de 355 nm es usado para incidir en un cristal no lineal birrefringente BiB_3O_6 (BiBO) tipo II, generando pares de fotones gemelos a una longitud de onda de 710 nm , el cristal tiene las siguientes dimensiones: 5 mm de ancho y 5 mm de largo. El cristal no lineal es montado en una base con control transversal angular. Un conjunto de espejos ópticos son usados para guiar el haz de bombeo hacia el cristal BiBO. Ajustando las posiciones angulares transversales de la montura del cristal no lineal podemos encontrar la condición de *Phase-Matching*, en la cual tenemos conservación de energía y momento (véase, 2.2.1). De este modo, los fotones generados conocidos como *signal* y *idler*, tienen la mitad de energía del fotón del haz de bombeo, esto se traduce en una longitud de onda de 710 nm , con polarizaciones ortogonales ya que el cristal es tipo II. A la salida del cristal no lineal, montamos un espejo dicróico (filtro de color, FC) con el fin de eliminar la luz del haz de bombeo (que no generó fotones gemelos, ya que la probabilidad de generación es muy baja, típicamente 10^{-10} [8]). A continuación un filtro de interferencia (FB710, FI, véase Fig.[3.1]) centrado en $710 \pm 2\text{ nm}$ con un ancho medio $10 \pm 2\text{ nm}$ es colocado. El objetivo es filtrar en frecuencia los fotones gemelos, de tal manera que tengamos fotones degenerados.

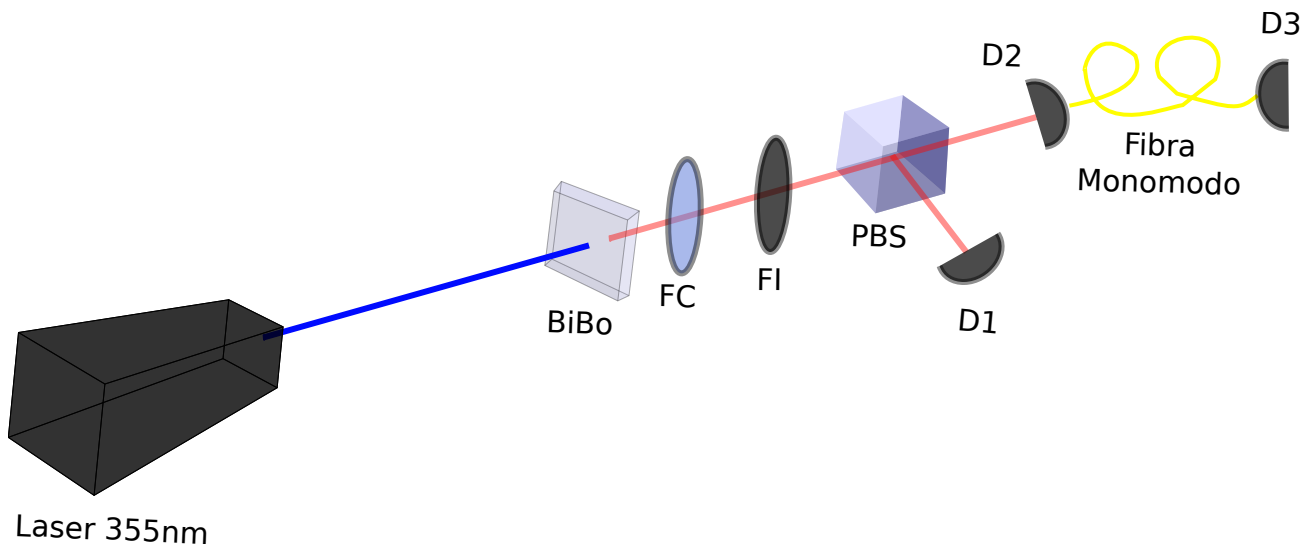


Figura 3.1: Fuente Heráldica. Podemos ver que la fuente cuenta con un láser geminis de longitud de onda de 355 nm, el haz del láser inside en un cristal no lineal BiBo tipo II, en el cual se generan dos fotones gemelos de polarización ortogonal entre ellos. FC es un filtro de color. FI un filtro de interferencia. PBS es un divisor de haz por polarización y D1 y D2 representan dos acopladores los que se conectan a detectores de un solo fotón, mediante fibras ópticas. D2 es conectado a una fibra monomodo y el haz es colimado con el acoplador D3, de esta manera el fotón es enviado al experimento. Fuente: Elaboración propia.

En el camino óptico de los fotones generados montamos un divisor de haz por polarización (PBS252), de esta manera la acción del PBS es dividir determinísticamente los fotones gemelos. Esto genera dos nuevos caminos ópticos (transmitido y reflejado), en cada uno de estos caminos, montamos objetivos olympus de 10x para recolectar los fotones generados. Estos fotones son acoplados a una fibra monomodo para 710 nm, con esto conseguimos eliminar cualquier correlación espacial entre los fotones gemelos. El camino reflejado que corresponde a la polarización vertical de los fotones convertidos, es enviado a un detector de fotones individuales (APD) PerkinElmer que tiene una eficiencia aproximadamente de 60%. Este detector ubicado en el camino reflejado funciona de *trigger* en el esquema. En el otro camino óptico, el transmitido, recolectamos la luz con un objetivo *olympus* de 10x y acoplamos a una fibra monomodo 710 nm (véase, Fig.[3.1]). La idea es que este fotón (del camino transmitido) sea guiado hacia la configuración de la aplicación que se mostrará en la sección mas abajo. Con el fin de garantizar que la fuente esta funcionando, conectaremos el fotón del camino transmitido a un detector (APD) PerkinElmer el que tiene una eficiencia aproximadamente de 60%. Estos detectores generan señales eléctricas las cuales son enviadas a un modulo contador de coincidencias basado en FPGA, el que nos permite ver cuentas simples y cuentas en coincidencias, siempre y cuando logremos encontrar el delay entre los fotones generados. Al encontrar el punto obtenemos una tasa de cuentas en coincidencias de aproximadamente $20,000 \text{ s}^{-1}$ con una potencia del haz de bombeo de 60 mW.

3.2. Aplicación de la Fuente Heráldica

3.2.1. Introducción

El cambio inevitable de los estados cuánticos al realizar un proceso de medición, es una de las principales características distintivas de la mecánica cuántica [9, 10]. La adquisición de información sobre un sistema cuántico a través de una medición proyectiva crea un estado post-medición, que cuando se inspecciona, no permite deducir el estado del sistema antes de la medición. Por lo tanto, este tipo de mediciones tiene un carácter de destructivas, ya que toda la información del estado inicial se pierde. Sin embargo, no todos los procesos de medición conducen a una pérdida completa de información del estado inicial [11, 12, 13, 14].

El intercambio entre la información de un sistema cuántico, obtenido por medio de un proceso de medición y la perturbación inducida por este proceso en el estado del sistema ha sido un tema de investigación intenso [15, 16, 17]. En este contexto, recientemente se han introducido medidas secuenciales. En este caso, varios procesos de medición se llevan a cabo consecutivamente en el mismo sistema físico [18]. Mediante medidas secuenciales, se ha demostrado experimentalmente la existencia de una estrategia adaptativa que optimiza el balance entre la información adquirida y la perturbación inducida en el estado del sistema [19].

En esta parte presentamos resultados fundamentales y motivadores relacionados con mediciones secuenciales en un solo sistema cuántico. Demostramos experimentalmente que discriminación de estados sin ambigüedad secuenciales por varias partes (SUSD como sus siglas en inglés) es posible [20]. La discriminación entre estados cuánticos no ortogonales se introdujo por primera vez en el contexto de las teorías de las decisiones cuánticas [21, 22, 23]. La idea es que una parte, Alice prepara un sistema cuántico en uno de varios estados no ortogonales predefinidos. A continuación, envía la información a una segunda parte, Bob, cuya tarea es determinar el estado del sistema. Varias estrategias de discriminación son posibles dependiendo de las restricciones impuestas. La discriminación de estado sin ambigüedad (USD como sus siglas en inglés) está diseñada por la necesidad de una perfecta identificación de los estados no ortogonales considerados [24]. Debido a la no ortogonalidad, este requisito solo puede lograrse de forma probabilística. Así, el esquema admite la posibilidad de un evento inconclusivo que no entrega ninguna información sobre el estado preparado por Alice.

Discriminación de estados sin ambigüedad secuenciales surge en un escenario donde los estados preparados por Alice deben ser identificados sin ambigüedad por múltiples partes y sin el uso de comunicación clásica intercambiada (entre las partes) durante la sesión del protocolo. Dado que el proceso debe llevarse a cabo sin compartir un bit clásico de información, cada observador tiene acceso sólo a los estados desconocidos post-medidos generados previamente. Así, a través de una secuencia de consecutivas medidas generalizadas en el mismo sistema cuántico, existe una posibilidad no nula de que todos los receptores identifiquen simultáneamente el estado preparado por Alice. El proceso SUSD está diseñado

para maximizar esta probabilidad y se describe como el enlace de USDs no óptimas llevadas a cabo por las partes intermedias a un USD óptimo implementado por la última parte.

A lo largo del desarrollo de la teoría cuántica, los estudios de protocolos relativos a discriminación de estados cuánticos no ortogonales han demostrado su estrecha relación con otros protocolos como distribución cuántica de clave (QKD como sus siglas en inglés) [25], concentración de entrelazamiento [26, 27, 28, 29], clonación cuántica [31, 31], teleportación [32, 33, 34], intercambio de entrelazamiento [35, 36], codificación superdensa [37] y algunos algoritmos cuánticos [38]. Por lo tanto, nuestra implementación experimental de SUSD puede ser visto como un paso al procesamiento de información cuántica experimental de múltiples partes de un solo fotón. Además, nuestro esquema se basa en estados de un qubit en polarización y puede ampliarse para que las partes estén separadas sobre una red óptica [39, 40, 41].

3.2.2. Teoría

Revisaremos brevemente el proceso SUSD entre tres partes (Alice, Bob y Charlie). Alice prepara un sistema cuántico de un estado escogido aleatoriamente de un conjunto de dos estados no ortogonales igualmente probable definidos por $|\psi_{\pm}\rangle = a|h\rangle \pm b|v\rangle$. Los estados $|h\rangle$ y $|v\rangle$ forman una base ortonormal de dimensión dos y los coeficientes a y b son números reales y positivos, tal que, $a^2 + b^2 = 1$. Sin pérdida de generalidad asumimos que $a \geq b$, tal que el producto interior $s = \langle \psi_+ | \psi_- \rangle = a^2 - b^2$ es real y no negativo. Por lo tanto los coeficientes a y b pueden ser considerados como función de s , es decir, $a^2 = \frac{1+s}{2}$ y $b^2 = \frac{1-s}{2}$. Después de la preparación del estado, Alice envía el sistema cuántico, actuando como un portador de información a Bob. Ahora, Bob implementa un proceso USD no óptimo. Esto conduce a Bob a obtener información sobre el estado preparado por Alice, mientras que deja suficiente información en los estados post-medidos tal que Charlie también pueda discriminar los estados de Alice. Esto ocurre a expensas de una probabilidad de éxito reducida. El USD no óptimo realizado por Bob requiere la implementación de una medida cuántica generalizada específica. De acuerdo con el teorema de Neumark, estas medidas pueden ser implementadas recurriendo a un sistema ancilla auxiliar, una operación unitaria entrelaza la ancilla y el sistema, y finalmente por una medición proyectiva sobre el espacio de Hilbert de la ancilla (ver [3.2.5], para mas detalle). En términos de una operación unitaria bipartita entre el sistema y la ancilla, el proceso de discriminación de Bob es,

$$|\psi_{\pm}\rangle|B\rangle \longrightarrow \sqrt{1 - \sqrt{s}}|\pm\rangle|b_0\rangle \mp s^{1/4}|\phi_{\pm}\rangle|b_1\rangle, \quad (3.1)$$

donde $|B\rangle$ es un estado arbitrario que representa el estado inicial de la ancilla y $\{|b_0\rangle, |b_1\rangle\}$ es la base ortonormal de dimension dos de la ancilla. Los estados $|\pm\rangle$ y $|\phi_{\pm}\rangle$ son dados por,

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|h\rangle + |v\rangle], \quad (3.2)$$

$$|\phi_{\pm}\rangle = \left[\frac{1}{2}(1 - \sqrt{s}) \right]^{1/2} |h\rangle \mp \left[\frac{1}{2}(1 + \sqrt{s}) \right]^{1/2} |v\rangle. \quad (3.3)$$

Así, Bob implementa un proceso que transforma el conjunto de estados no ortogonales en un conjunto de estados ortogonales, con una probabilidad de éxito de $1 - \sqrt{s}$. Dado que ahora los estados son ortogonales, Bob puede discriminar entre ellos y deducir el estado preparado por Alice. Por otro lado, existe una probabilidad \sqrt{s} de no obtener información. Después de la implementación USD de Bob, la partícula es enviada a Charlie quien no conoce el resultado de la discriminación de Bob. En consecuencia, el estado de la partícula no puede depender de los resultados particulares obtenidos por Bob y debe ser siempre $|\phi_{\pm}\rangle$ independiente de sus resultados registrados. Charlie discrimina sin ambigüedad entre estos dos estados cuyo producto interno es ahora $-\sqrt{s}$ y, por lo tanto, menos separados de los estados originales $|\psi_{\pm}\rangle$, porque $|\langle\phi_{-}|\phi_{+}\rangle| \geq |\langle\psi_{-}|\psi_{+}\rangle|$. Análogamente a Bob, Charlie debe establecer una operación tal que,

$$|\phi_{\pm}\rangle|C\rangle \longrightarrow \sqrt{1 - \sqrt{s}}|\pm\rangle|c_0\rangle \mp s^{1/4}|h\rangle|c_1\rangle, \quad (3.4)$$

donde $|C\rangle$ es el estado inicial de la ancilla usada por Charlie. $\{|c_0\rangle, |c_1\rangle\}$ corresponde a los posibles estados ortogonales finales que informan a Charlie si la discriminación se ha logrado o no. El USD implementado por Charlie debe ser óptima ya que ninguna parte adicional manejará el sistema y, por lo tanto, la información restante debe ser adquirida al máximo. El estado del sistema en el caso de un suceso inconcluso es el mismo a pesar del estado que Alice envió [24]. Como se muestra en la Ec.(3.4), Charlie tiene $1 - \sqrt{s}$ de probabilidad de éxito y \sqrt{s} de falla. Tomando en cuenta la Ec. (3.1), de Bob, podemos encontrar la siguiente probabilidad,

$$P_{succ} = (1 - \sqrt{s})^2, \quad (3.5)$$

esta es la probabilidad de que Bob y Charlie han cumplido con éxito la discriminación del estado cuántico, que es el objetivo principal de este protocolo. Si tenemos en cuenta la Ec.(3.5) vemos que es el límite superior para la probabilidad de éxito en conjunto del protocolo SUSDC [20].

3.2.3. Experimento

En nuestra implementación, los estados $|\psi_{\pm}\rangle$ son codificados en el grado de libertad en polarización de un solo fotón. La Fig.(3.2) muestra el setup experimental. Un láser de longitud de onda de 355 nm y una potencia de 60 mW, es usado para generar fotones gemelos a través del método SPDC con un cristal BiB_3O_6 (BiBO).

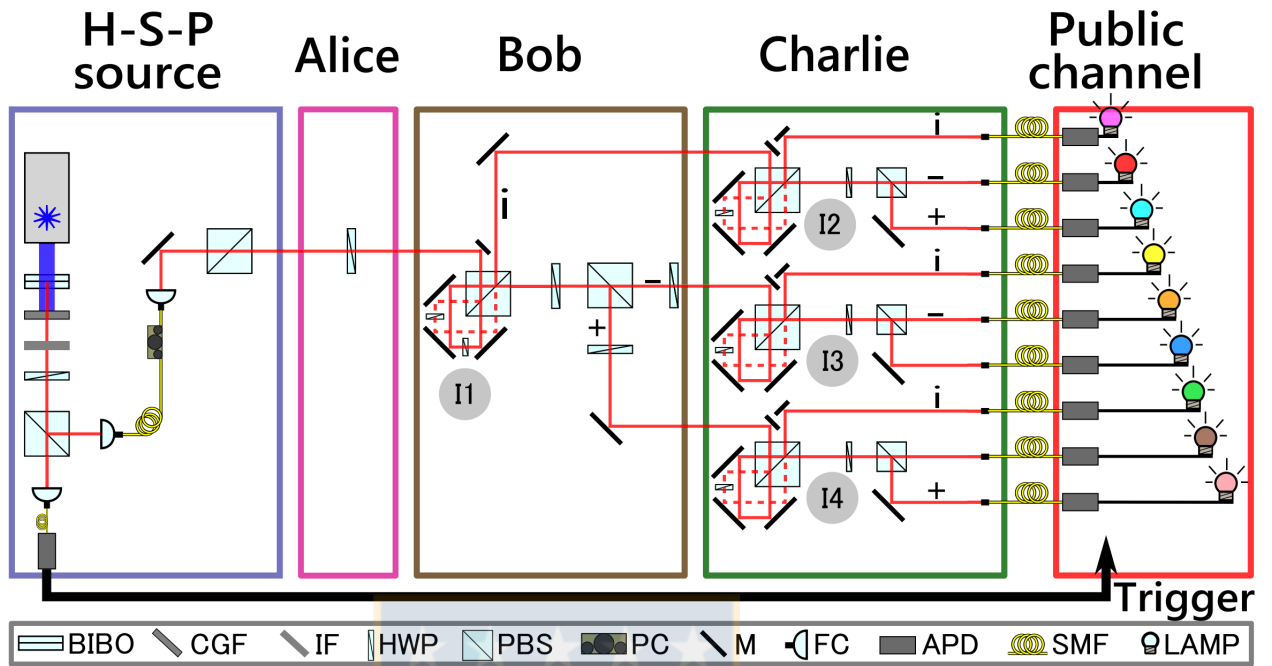


Figura 3.2: *Setup Experimental.* Alice codifica los estados $|\psi_+\rangle$ ó $|\psi_-\rangle$, con una placa de media onda (HWP), ocupando un sólo fotón de una fuente de fotones gemelos SPDC conocida como fuente heráldica (H-S-P source). Bob recurre a un interferómetro tipo Sagnac para implementar la medición USD no óptima. El estado post-medición de Bob se envía a Charlie, el cual lleva a cabo una medición USD óptima ocupando 3 interferómetros idénticos tipo Sagnac. Cada salida i representa un evento inconcluso, mientras que las otras dos, $+$ y $-$, están unívocamente asociadas con los estados $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$, respectivamente. Los detectores son ubicados en un canal publico. De esta manera Bob y Charlie pueden ver que detector hizo clic en cada ejecución del experimento. Por lo tanto el resultado de su medición individual se obtiene sin necesidad de información clásica entre las partes (Bob y Charlie). CGF: filtro de color, IF: filtro de interferencia, HWP: placa de media onda, PBS: divisor de haz por polarización, PC: modulo de control de polarización, M: espejo, FC: acoplador de fibra óptica, APD: fotodetector de avalancha, SMF: fibra monomodo. Fuente: Elaboración propia.

Un filtro de color y un filtro de interferencia (10 nm de ancho de banda) bloquean el campo del pump y seleccionan fotones convertidos a 710 nm, degenerados. Una fuente de un sólo fotón heráldica (véase, 3.1) usa la detección de trigger, uno de los fotones generados para presenciar el paso del otro fotón generado a través del setup experimental. Este ultimo, se envía a través de una fibra óptica monomodo (SMF como sus siglas en Inglés) para eliminar cualquier correlación espacial entre los fotones gemelos, y luego a través de un divisor de haz por polarización (PBS), para filtrar en polarización. Esta fuente produce típicamente una tasa de coincidencia $\approx 2600s^{-1}$ con una tasa de cuentas accidentales de $\approx 15s^{-1}$. Las cuentas son guardadas mediante una unidad de conteo de coincidencias, con el tiempo de retraso ajustable entre cada detector y la señal heráldica usada de trigger. Alice prepara uno de los estados $|\psi_{\pm}\rangle$ con una placa de media onda (HWP). USD no óptima de

Bob es implementada por medio de un interferómetro I1 tipo Sagnac intrínsecamente estable (véase Fig.3.2).

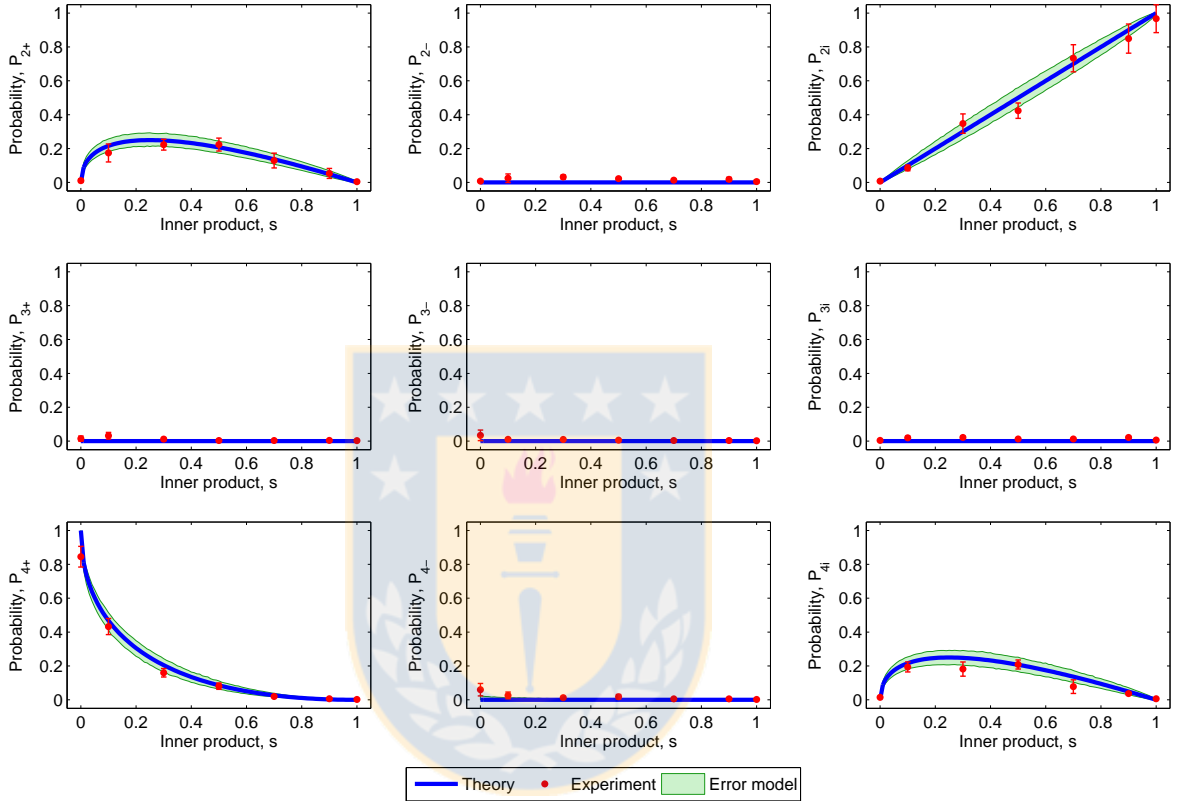


Figura 3.3: Probabilidades $P_{\mu k}$ para cada configuración de detección mientras se envía $|\psi_+\rangle$. Las líneas continuas representan los valores esperados teóricamente para cada probabilidad como una función del producto interno s . Los puntos con barra de error representan las probabilidades medidas. La área verde representa un modelo de error. Fuente: Elaboración propia.

El camino de propagación de un fotón dentro del interferómetro I1, depende de su estado de polarización, lo que permite realizar transformaciones en polarización condicional, implementadas con HWP's, ubicadas en interior del interferómetro [19, 42]. Los ejes rápidos de las placas situadas en el modo transmitido (Horizontal) en el sentido horario (línea continua en I1), y en camino reflejado en sentido anti-horario (línea punteada en I1), los ángulos fueron orientados $\frac{1}{2} \arccos\left(\frac{1-\sqrt{s}}{1+s}\right)^{1/2}$ para el camino transmitido y $\frac{1}{2} \arccos\left(\frac{1}{1+\sqrt{s}}\right)^{1/2} + \frac{\pi}{2}$ para el camino reflejado.

3. FUENTE HERÁLDICA Y SU APLICACIÓN

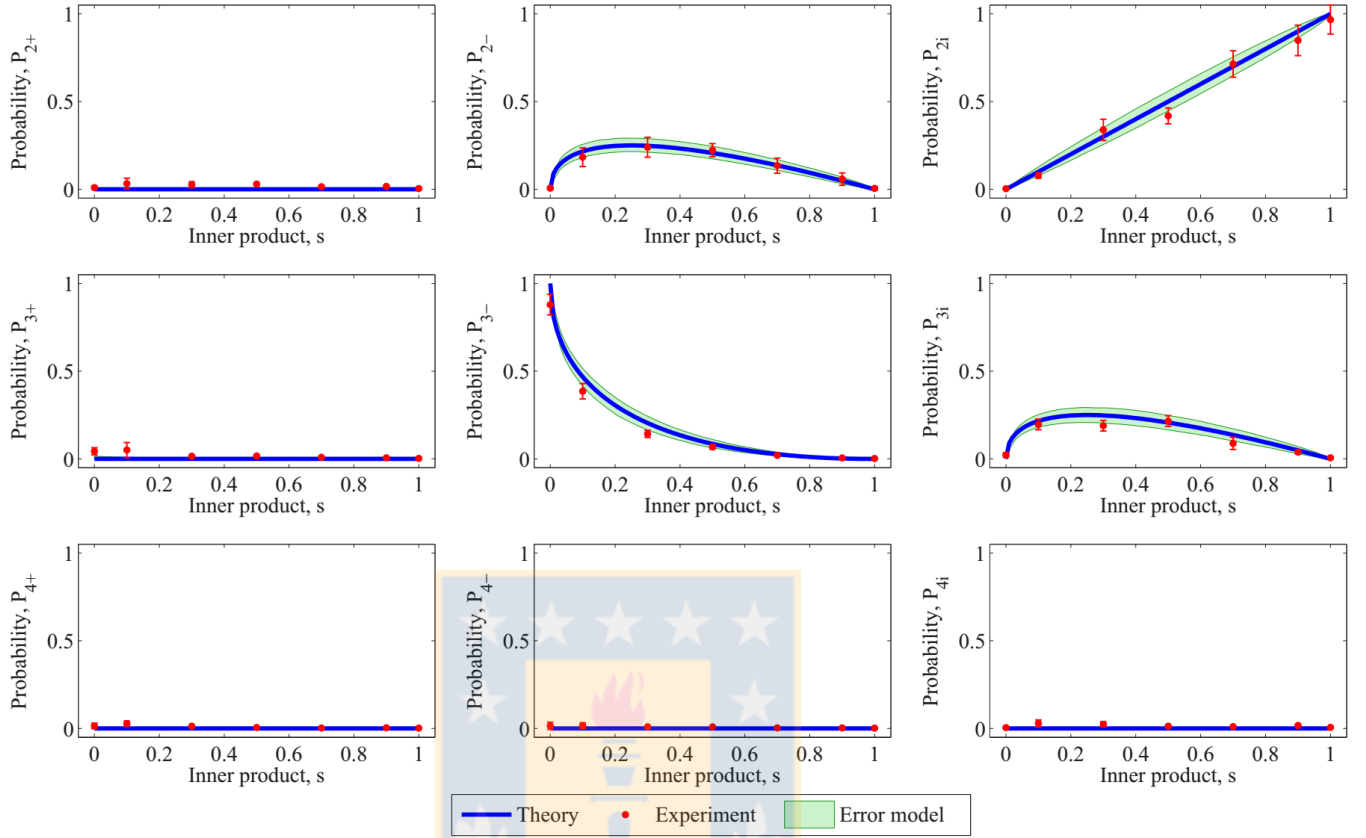


Figura 3.4: Probabilidades P_{ik} para cada configuración de detección mientras se envía $|\psi_{-}\rangle$. Las líneas continuas representan los valores esperados teóricamente para cada probabilidad como una función del producto interno s . Los puntos con barra de error representan las probabilidades medidas. La área verde representa un modelo de error. Fuente: Elaboración propia.

Las salidas superior e inferior del interferómetro I1, son asociadas con la falla o el éxito del proceso de discriminación de Bob, respectivamente. En esta configuración un fotón que emerge de la salida superior es descrito por uno de los dos estados no ortogonales $|\phi_{\pm}\rangle$. Un fotón que emerge de la salida inferior es descrito por uno de los dos estados en polarización ortogonales $|\pm\rangle$. Estos estados pueden ser discriminados determinísticamente dividiéndolos en dos nuevos caminos utilizando un PBS y una HWP. Dado que están unívocamente relacionados a los estados $|\psi_{\pm}\rangle$, esto identifica con certeza los estados preparados por Alice. Esto concluye la medición generalizada de Bob implementando el proceso USD.

Antes de la transmisión del fotón a los interferómetros I3 y I4 de Charlie, Bob transforma el estado de post-medición $|+\rangle$ a $|\phi_{+}\rangle$ y $|-\rangle$ a $|\phi_{-}\rangle$ usando una HWP (véase Fig.3.2). Así, el estado del fotón enviado a Charlie es siempre uno de los estados en polarización $|\phi_{\pm}\rangle$, independiente del camino seguido después de la discriminación de Bob, de esta manera no hay comunicación clásica que sea compartida por ellos. Charlie analiza los estados en

polarización mediante tres nuevos interferómetros tipo Sagnac I2, I3 y I4 (vease Fig.3.2) en los caminos luego de la medición realizada por Bob. Estos tres interferómetros son similares a los de Bob y su configuración se elige para lograr el USD óptimo de $|\phi_{\pm}\rangle$ en el proceso de medición de Charlie [42]. Para el USD óptimo, Charlie necesita colocar un HWP en cada modo anti-horario en los interferómetros I2, I3 y I4. Los ángulos deben ser ajustados por $\frac{1}{2} \arccos\left(\frac{1-\sqrt{s}}{1+\sqrt{s}}\right)^{1/2}$. La otra placa HWP es orientada en cero grados se utilizó en el sentido horario para equilibrar los interferómetros. Tengamos en cuenta que Charlie tiene tres interferómetros ya que no sabe qué camino corresponde a un resultado concluyente o inconcluso de la medición de Bob. Por ultimo, vale la pena mencionar que el setup mostrado puede encontrar una aplicación a comunicación cuántica segura de múltiples partes, ya que para cada prueba, Bob puede garantizar que no hay flujo de información, en relación con su medición, a Charlie por asignación al azar del camino de salida de los estados de polarización post-medición. Lo mismo es valido para Charlie, que puede garantizar la privacidad de sus mediciones aleatorizando para cada interferómetro los detectores correspondientes a los eventos concluyentes y no concluyentes. Finalmente, los fotones son medidos con fotodetectores de avalancha de silicio (APDs), que operan en modo continuo, con una eficiencia determinada de $\approx 60\%$ junto con fibras monomodo (SMFs). Para cada evento detectado, un clic es anunciado públicamente. De los eventos detectados uno puede estimar cuando Bob, Charlie o ambos tienen éxito en discriminar el estado generado por Alice. Por ejemplo, considere que el último detector fue el que hizo clic. Basándose en esta información públicamente anunciada, tanto Bob como Charlie saben que el estado preparado por Alice fue $|\psi_{\pm}\rangle$, sin la necesidad de usar ningún intercambio de información clásica entre las tres partes. Por último, notamos que en nuestra implementación, Bob y Charlie no necesitan compartir un poco de información clásica para definir como los resultados de las mediciones de Bob se mapean con los resultados de la medición de Charlie (o, alternativamente, a los detectores en el canal público). Hay una estrategia simple que Bob puede adoptar para descubrir el mapeo. Es decir, Bob puede bloquear dos de sus salidas y mira que eventos de detección anunciados públicamente están asociados con el camino desbloqueado. La misma estrategia es válida también para Charlie y los detectores públicos. Para validar experimentalmente nuestro esquema, el protocolo SUSD ha sido implementado considerando siete valores diferentes para el producto interno (s) de los estados no ortogonales generados por Alice. Los resultados cuando Alice envía $|\psi_{-}\rangle$ y $|\psi_{+}\rangle$ son mostrado en la Fig.3.4 y Fig.3.3, respectivamente. Cada gráfico muestra la probabilidad de detección $P_{\mu k}$, con $\mu = 2, 3, 4$ y $k = +, -, i$, a la salida de los μ 's interferómetros (véase Fig. 3.2). Estas probabilidades $P_{\mu k}$ son los valores medios observados después de ejecutar 45 veces las mediciones, cada una consiste en un tiempo de integración de 15 s, para cada valor de s . Las barras de error muestran la desviación estándar de cada probabilidad considerando todas las mediciones experimentales. La línea continua representa los valores teóricamente predichos para cada probabilidad en función del producto interno s . Se puede observar un buen acuerdo entre la teoría y los resultados experimentales.

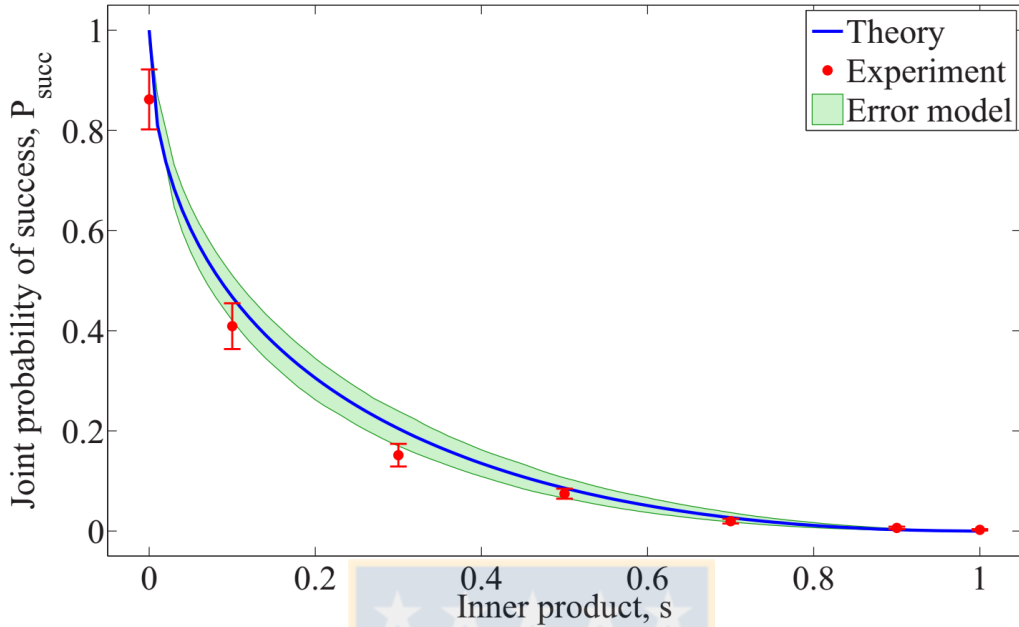


Figura 3.5: Probabilidad de éxito conjunto de Bob y Charlie en sus intentos de discriminación en función de s . La línea continua representa la predicción teórica de la Ec. (3.5). Los puntos con barras de error representan los promedios de las probabilidades registradas de $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$. La superficie de área verde representa un modelo de error para mostrar como las imperfecciones experimentales pueden afectar P_{succ} en nuestro esquema. Fuente: Elaboración propia.

Para entender como las imperfecciones experimentales pueden afectar nuestro esquema propuesto, hemos recurrido a un modelo de error basado en simulaciones de Monte Carlo, que esta representado por un área verde en la Fig.3.4. Para dar cuenta de los errores del procedimiento de preparación del estado de Alice, se utilizo un desajuste máximo de $\pm 1^\circ$ en las placas de media onda. Además, se consideró en el modelo el uso de PBSs no ideales, donde hasta un 3 % de luz polarizada horizontalmente (verticalmente) puede ser perdida mientras se transmite (refleja) a través del PBS, y un desajuste entre los modos de salida de los interferómetros tipo Sagnac de hasta un 3 %.

La Fig.(3.5) muestra la probabilidad de éxito en conjunto (promedio de $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$) para cada valor de s . Una vez mas vemos que existe un buen acuerdo entre la teoría y los valores experimentales observados.

3.2.4. Conclusión

Presentamos una implementación del protocolo recientemente propuesto de discriminación de estados secuenciales sin ambigüedad destinado al procesamiento de información cuántica en un escenario de múltiples partes [20]. En el esquema ocupamos una fuente

heráldica donde un solo fotón es usado para distribuir la información de un qubit, ocupando los estados en polarización, a tres partes: Alice, Bob y Charlie, todos conectados a través de un red óptica. El esquema se basa en la generación de estados de polarización no ortogonales por Alice, con Bob y Charlie realizando mediciones secuenciales a un sólo fotón para discriminación de estados sin ambigüedad. Esta demostración experimental emplea óptica disponible comercialmente, abriendo el camino hacia aplicaciones prácticas. Finalmente, la tecnología para compensar las variaciones en polarización en largas distancias esta disponible [39, 40, 41], la cual abre la posibilidad de separar espacialmente las partes con enlaces de fibra óptica de larga distancias.

3.2.5. Apéndice

Algunas observaciones de la implementación teórica de la discriminación de estados sin ambigüedad (USD), este protocolo requiere el uso de mediciones cuánticas generalizadas sobre un sistema físico dado, y de acuerdo con el teorema de Neumark. Esta implementación consiste en tres pasos:

- 1.- La adición de un sistema ancilla (auxiliar).
- 2.- Una transformación unitaria en conjunto o colectiva entre el sistema y la ancilla.
- 3.- Una medida proyectiva sobre el espacio de Hilbert de la ancilla.

Para poder entender esto, consideremos los estados no ortogonales que serán discriminados,

$$|\psi_{\pm}\rangle = a|0\rangle_s \pm b|1\rangle_s, \quad (3.6)$$

los estados de la Ec.(3.6) son codificados en el sistema s , con el propósito de realizar la USD de estos estados mostrados. Debemos considerar que un sistema ancilla extra b , inicialmente preparado en un estado $|B\rangle_b$, el cual será agregado al sistema propuesto. Por último, suponemos la siguiente transformación unitaria U_{sb} , actuando sobre el sistema $s + b$, tenemos:

$$U_{sb}|\psi_{\pm}\rangle|B\rangle_b = \sqrt{p}|\pm\rangle_s|b_0\rangle_b + \sqrt{1-p}|\phi_{\pm}\rangle_s|b_1\rangle_b. \quad (3.7)$$

Entonces, uno puede ver que esta transformación siempre crea un conjunto de tres estados mutuamente ortogonales,

$$|\pm\rangle_s|b_0\rangle_b = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_s \pm |1\rangle_s) |b_0\rangle_b, \quad (3.8)$$

$$|\phi_{\pm}\rangle_s|b_1\rangle_b = \left(b\sqrt{\frac{1-\sqrt{s}}{1-s}}|0\rangle_s \pm a\sqrt{\frac{1+\sqrt{s}}{1+s}}|0\rangle_s \right) |b_1\rangle_b. \quad (3.9)$$

3. FUENTE HERÁLDICA Y SU APLICACIÓN

Los primeros dos estados están dados en la Ec.(3.8), $|+\rangle_s|b_0\rangle_b$ y $|-\rangle_s|b_0\rangle_b$ son asociados con el éxito de la discriminación de los estados no ortogonales $|\psi_+\rangle_s$ y $|\psi_-\rangle_s$, respectivamente. Los estados $|\phi_\pm\rangle_s|b_1\rangle_b$ son asociados con la falla en el proceso de discriminación. Dado que los estados $|+\rangle_s|b_0\rangle_b$, $|-\rangle_s|b_0\rangle_b$ y $|\phi_\pm\rangle_s|b_1\rangle_b$ son mutuamente ortogonales, entonces, pueden ser perfectamente distinguidos. Así, identificando de manera concluyente los dos estados ortogonales.

Los tres elementos de la medida generalizada que representan el proceso de USD son, por lo tanto,

$$\prod_m = A_m^\dagger A_m, \quad (3.10)$$

donde, A_m son los operadores de Kraus que describen el proceso físico realizado en el estado inicial del sistema s . Estos operadores son dados por,

$${}_s\langle k|A_m|j\rangle_s = {}_s\langle k|_b\langle b_m|U_{sb}|j\rangle_s|B\rangle_b, \quad (3.11)$$

donde, $\{|j\rangle_s\}$ es la base computacional para el sistema s y $\{|b_m\rangle_b\}$ es la base en la cual el sistema auxiliar ancilla b es medido. Implementaciones ópticas típicas de discriminación de estados sin ambigüedad (o, alternativamente implementaciones ópticas de mediciones cuánticas generalizadas), tales como las adoptadas por Bob y Charlie en el presente trabajo, pueden ser completamente realizadas en diferentes grados de libertad de un sólo fotón [34-36]. Para entender esto, consideramos que los estados $|0\rangle_s$ y $|1\rangle_s$ son ahora los estados en polarización horizontal y vertical $|h\rangle_s$ y $|v\rangle_s$ de un sólo fotón, respectivamente. Así, podemos definir los estado en polarización diagonales,

$$|\pm\rangle_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h\rangle_s \pm |v\rangle_s). \quad (3.12)$$

Sin pérdida de generalidad, vamos a enfocarnos en la medición de Bob. Notamos, sin embargo que el mismo razonamiento es válido para la medición de Charlie. Inmediatamente después de la transformación unitaria U_{sb} implementada por el interferómetro de Bob, el estado de un sólo fotón es dado por,

$$U_{sb}(a|h\rangle_s \pm b|v\rangle_s)|B\rangle_b = \sqrt{p}|\pm\rangle_s|b_0\rangle_b + \sqrt{1-p}|\phi_\pm\rangle_s|b_1\rangle_b, \quad (3.13)$$

donde, el estado $|B\rangle_b$ representa la propagación en camino de los fotones en la entrada del interferómetro de Bob. El estado $|b_0\rangle_b$ representa los fotones que van saliendo de la parte inferior del interferómetro de Bob, mientras el estado $|b_1\rangle_b$ describe los fotones que van saliendo del parte superior del interferómetro de Bob (véase, IC1 en la Fig.3.2). De este modo, el grado de libertad de la ancilla empleado en el experimento corresponde a la propagación en camino de los fotones. La identificación de los estados $|\psi_\pm\rangle_s$, se obtienen mapiando los estados en polarización $|\pm\rangle_s$ de los fotones (la salida inferior) a distintos modos de propagación en camino. Esto se consigue con la ayuda de una placa de media

onda y un divisor de haz por polarización. La acción combinada de HWP y PBS transforman el estado $|\pm\rangle_s|b_0\rangle_b$ en los estados $|h\rangle_s|b_2\rangle_b$ y $|v\rangle_s|b_3\rangle_b$, respectivamente. Estos estados pueden ser perfectamente discriminados colocando en los caminos $|b_2\rangle_b$ y $|b_3\rangle_b$ fotodetectores.

Para resumir, la acción del interferómetro de Bob, seguida por una HWP y un PBS en la salida inferior es para transformar los estados $|\psi_{\pm}\rangle_s = |h\rangle_s \pm |v\rangle_s$, en tres estados mutuamente ortogonales $|\phi_{\pm}\rangle|b_1\rangle_b$, $|h\rangle_s|b_2\rangle_b$ y $|v\rangle_s|b_3\rangle_b$. Esto a su vez, permite la identificación exitosa de los estados $|\psi_{\pm}\rangle_s$ mediante el uso de fotodetectores en los caminos $|b_1\rangle_b$, $|b_2\rangle_b$ y $|b_3\rangle_b$, por lo tanto, la implementación USD deseada es lograda.



Fuente de entrelazamiento en polarización y su aplicación

4.1. Fuente de entrelazamiento en polarización

Una fuente de fotones gemelos entrelazados en polarización utilizando un interferómetro Sagnac fue propuesta por Kim et. al [65] en el año 2006. Este interferómetro Sagnac cuenta con un divisor de haz por polarización (PBS) dual (funciona para dos longitudes de ondas 405 nm y 810 nm) en su entrada (véase, Fig[4.2]). Generando dos caminos ópticos o modos de propagación (horario y anti horario). En ambos caminos ópticos se montan espejos (BB1-E02), formando un triángulo en conjunto con el PBS de entrada. Entre los dos espejos se monta un cristal no lineal, titanil fosfato de potasio de *poling* periódico, como sus singlas en inglés PPKTP *bulk*. El tamaño del cristal es de 24 mm de longitud, 1 mm de ancho y 2 mm de alto. Este cristal tiene un período de *poling* $\Lambda = 8,14 \mu\text{m}$. Además, el PPKTP es montado en una base con control transversal y control angular. En uno de los caminos (anti horario) una placa de media onda (HWP) dual (funciona para dos longitudes de ondas 405 nm y 810 nm) es montada, con el objetivo de rotar la polarización en 90° . Así, el eje rápido de la placa HWP es fijado a 45° con respecto a la horizontal. De esta manera, los dos haces (horario y antihorario) que inciden en el cristal PPKTP, tienen polarización horizontal, generando pares de fotones en ambos caminos. Los fotones generados que siguen el camino óptico de la placa HWP, sufren la siguiente rotación de su polarización, $H, V \rightarrow V, H$. Luego, estos fotones generados que vienen de los caminos ópticos dentro del interferómetro Sagnac, se recombinan en el PBS de salida (entrada). De las salidas del PBS tenemos el siguiente estado entrelazado en polarización.

$$|\psi\rangle \propto (|H_s\rangle_1 |V_i\rangle_2 + e^{i\phi} |V_s\rangle_1 |H_i\rangle_2), \quad (4.1)$$

donde s e i , representan el fotón signal y el fotón idler, respectivamente. Los números 1 y 2 representan los caminos de salida del PBS. El termino $e^{i\phi}$ corresponde a la fase relativa

entre los dos posibles estados de salida. Esta fase relativa puede ser controlada colocando en el camino del haz de bombeo una placa HWP y una placa cuarto de onda (QWP), como mostraremos. Esta configuración basada en un interferómetro Sagnac es elegida ya que este tipo de dispositivo es estable en fase.

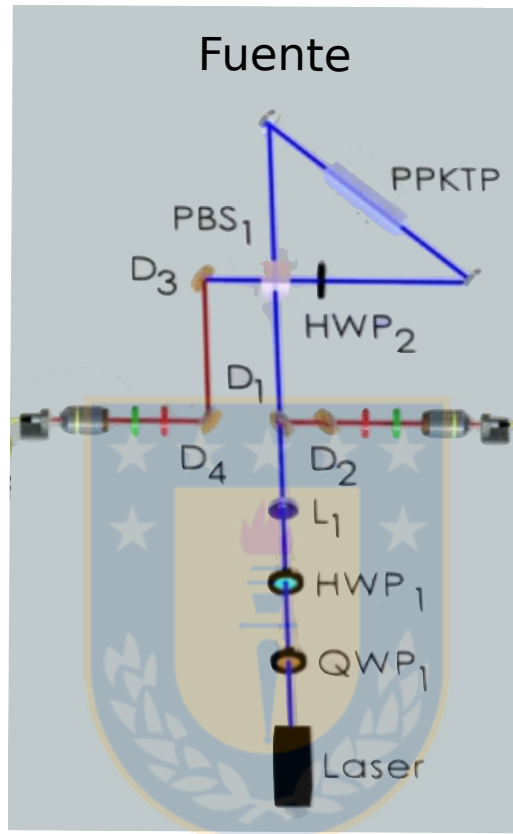


Figura 4.1: Fuente de entrelazamiento en polarización basada en un interferómetro Sagnac. PBS₁: representa un divisor de haz por polarización de entrada (salida) del interferómetro Sagnac. PPKTP: representa un cristal no lineal titanil fosfato de potasio de poling periódico. HWP: es una placa de media onda, la cual está ajustada a 45° con respecto a la horizontal. D₁, D₂, D₃, D₄, son espejos dicróicos diseñados para transmitir 405 nm y reflejar 810 nm. L₁ es una lente con foco 200 mm, la cual enfoca en el centro del cristal. Fuente: Elaboración propia.

Esta fuente en su diseño tiene algunas técnicas, empleadas en su construcción. El haz de bombeo es de longitud de onda 405 nm. Necesitamos tener un control en la intensidad del haz de bombeo, para esto usamos una placa HWP y un PBS con el fin de controlar la polarización y la intensidad del haz de luz. Luego, una placa QWP₁ y HWP₁ son montadas en el camino óptico del haz de bombeo, como se explicó anteriormente. Estas placas nos ayudan controlar la fase relativa del estado entrelazado en polarización mostrado en la Ec.(4.1). A continuación, una lente bi-convexa es montada en una base con control transversal y longitudinal. Esta lente tiene un foco de 200 mm. La idea es tener el mejor acople posible

4. FUENTE DE ENTRELAZAMIENTO EN POLARIZACIÓN Y SU APLICACIÓN

de los fotones gemelos. Así, la cintura del haz de los fotones convertidos es $\sqrt{2}$ veces la cintura del haz de bombeo, esto se traduce en $\omega_{SPDC} = \sqrt{2}\omega_p$. El largo de la cintura del haz de bombeo debe ser optimizada basada en la longitud del cristal. Con esto en mente y utilizando la lente de 200 mm de foco, obtenemos una cintura del haz de bombeo $\omega_p = 40\mu m$. Ocupando la longitud de Rayleigh $z_R = \frac{\pi\omega_p^2}{\lambda}$, donde ω_p y λ , los cuales corresponden al haz de bombeo. Obtenemos una longitud de Rayleigh de $z_R = 12mm$, si consideramos dos veces la longitud de Rayleigh tenemos el tamaño del cristal. Esto quiere decir, que el cristal PPKTP esta totalmente contenido en esta distancia de dos veces la longitud Rayleigh. En principio, la parte transversal del haz de bombeo es aproximadamente una onda plana incidiendo en el cristal PPKTP. A continuación, nuestro objetivo es acoplar la imagen del centro del cristal en la fibra óptica. Esto es fácilmente calculado mediante la distancia focal imagen-objeto. Nuestras lentes objetivos *olympus* de 10x, serán ubicadas una distancia de 360 mm considerando la lente efectiva entregada en las especificaciones del fabricante, a esta distancia podemos hacer que la imagen del centro del cristal, ocupando la lente objetivo, sea acoplada en una fibra monomodo para el 810 nm con un tamaño del núcleo $8\mu m$. Esta fibra es conectada a unos detectores APDs *PerkinElmer* que tienen una eficiencia del 60 %.

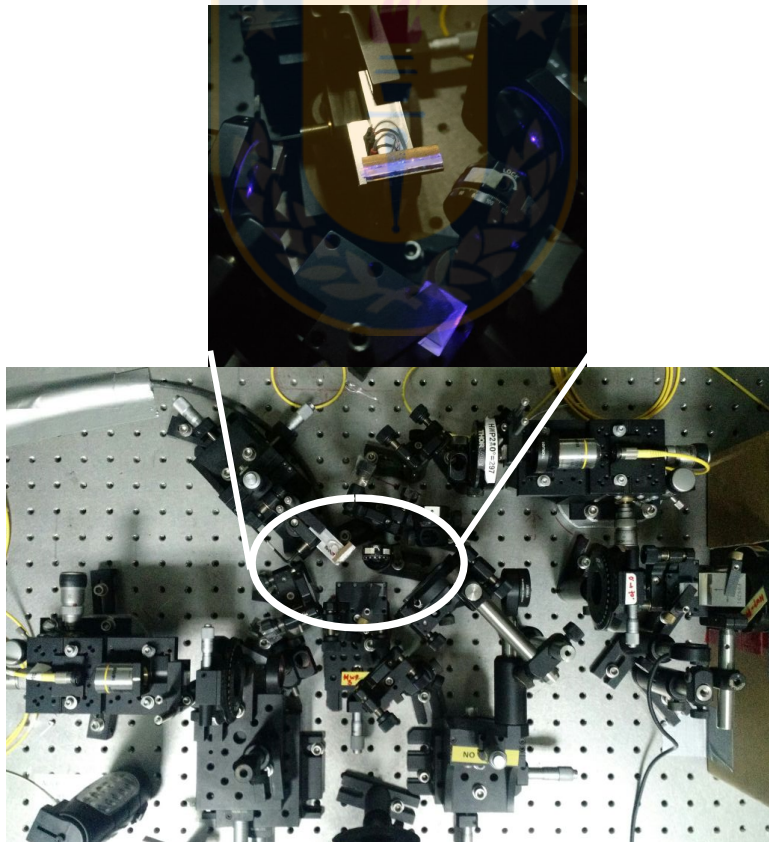


Figura 4.2: Fuente de entrelazamiento en polarización basada en un interferómetro Sagnac. Fuente: Elaboración propia.

La señales eléctricas de estos detectores APDs son enviadas a un modulo contador de coincidencias basado en una FPGA. Con el cual, podemos registrar las cuentas simples como las cuentas en coincidencias. Además, podemos cambiar el delay temporal entre las señales para encontrar el punto máximo de coincidencias por ventana de detección, usamos un software que nos permite una ventana de detección de $0,5ns$. Diseñado en conjunto con el departamento de ingeniería de la Universidad de Concepción. Al encontrar el delay, obtenemos una tasa de cuentas en coincidencias por cada camino óptico de aproximadamente $10,000s^{-1}$, con una potencia del haz de bombeo de $0,5mW$. Con estas distancias procedemos a realizar la alineación de la fuente de entrelazamiento en polarización. Luego de alinear, conseguimos una visibilidad del $0,987 \pm 0,002$ para los fotones gemelos. De esta manera hemos construido una fuente de entrelazamiento en polarización usando un interferómetro Sagnac intrínsecamente estable en fase.

4.2. Aplicación Fuente de entrelazamiento en polarización

4.2.1. Introducción

El qubit es una noción abstracta para cualquier sistema de dos niveles que puede ser modelado en la teoría cuántica. En estos sistemas, un observable tiene a lo mas dos valores propios, y por lo tanto, cualquier medición proyectiva puede tener como máximo dos resultados. Sin embargo, un qubit permite un número infinito de diferentes mediciones de dos salidas, cuyo valor en general no puede ser conocido previamente por el observador, si no que sigue una distribución binomial. En teoría de información cuántica propiedades adicionales que reflejan esta estructura binaria han sido reveladas. Por ejemplo, la capacidad de información de un qubit es un bit clásico, incluso cuando se utilizan qubits entrelazados [45]. Sin embargo, las propiedades de un qubit a veces quiebran la estructura binaria. Por ejemplo, la transferencia del estado cuántico de un qubit es sólo posible con la comunicación de dos bits clásicos y la ayuda de entrelazamiento [46]. Además, es bien sabido que las medidas cuánticas generales pueden ser no proyectivas y tener mas de dos resultados irreducibles [47]. La medida cuántica mas general con n resultados es descrita por operadores semidefinidos positivos, posiblemente no proyectivos, E_1, E_2, \dots, E_n con $\sum E_k = 1$. El número de resultados es reducible, si es posible escribir $E_k = \sum_{\lambda} p_{\lambda} E_k^{(\lambda)}$ de modo que $E_1^{(\lambda)}, \dots, E_n^{(\lambda)}$ son medidas para cada λ , p_{λ} es una distribución de probabilidad sobre λ y para cada λ hay al menos una k_{λ} con $E_{k_{\lambda}}^{(\lambda)} = 0$. Las mediciones no proyectivas encontraron sus primeras aplicaciones en el procesamiento de información cuántica en el contexto de la discriminación de estados cuánticos no ortogonales. Ivanovic [48] encontró que es posible discriminar dos estados puros del qubit sin error, siempre que los dos estados sean no ortogonales, una aplicación de este tipo de estados fue mostrado en el capítulo 3. Esto tiene un costo asociado, permitir un tercer resultado medido, el cual indica un fracaso del procedimiento de discriminación. La estrategia con la probabilidad de fracaso menor, podemos demostrar

que es una medida irreducible de tres resultados [50]. Recientemente, demostraron que las medidas no proyectivas son esenciales en tareas puramente teóricas de información como mejorar la certificación de aleatoriedad [50].

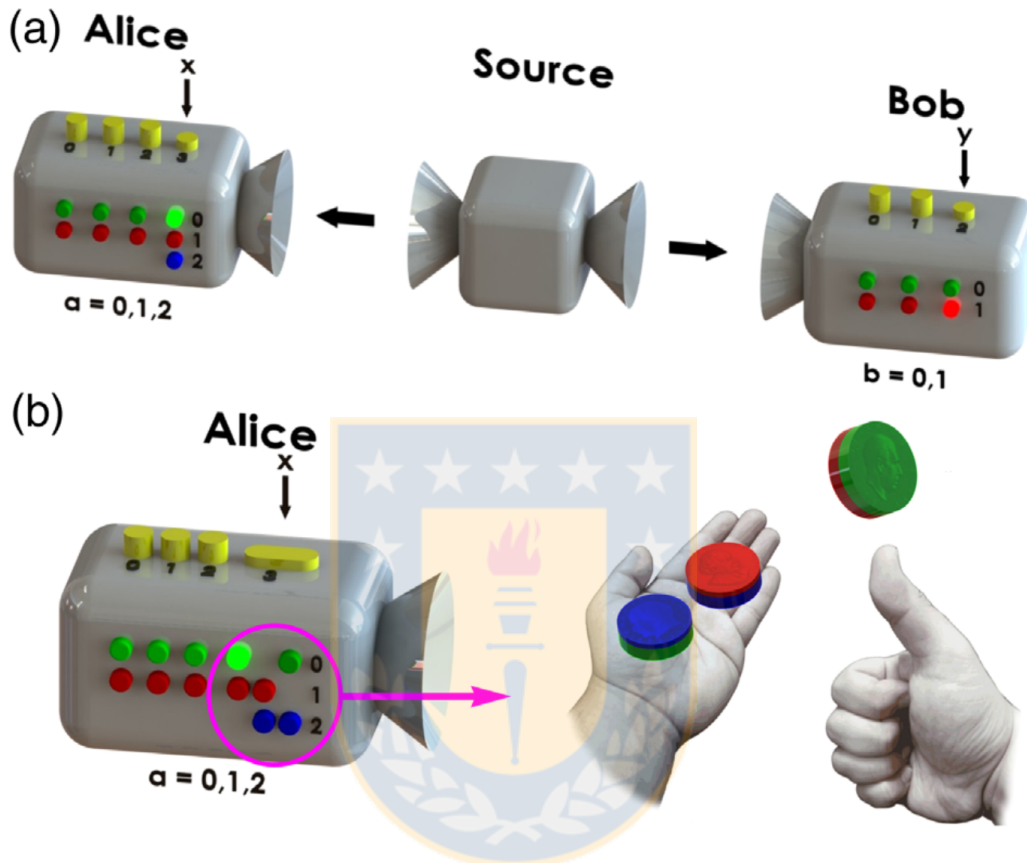


Figura 4.3: Prueba de correlaciones que no pueden ser explicadas en términos de mediciones binarias. (a) Esquema de la prueba realizada. Se envían pares de sistemas entrelazados a los laboratorios de Alice y Bob (representados por cajas con botones amarillos en la parte superior y luces de diferentes colores a un costado). En cada laboratorio un sistema es sometido a una medición (representada por el botón amarillo presionado) y produce un resultado (representado por un parpadeo de luz en las luces del costado). Todas las mediciones posibles tienen dos resultados, excepto para las mediciones de Alice $x = 3$ la que tiene tres resultados (representada por luces de diferente color: verde para 0, rojo para 1 y azul para 2). (b) Escenario descartado. Nuestro experimento excluye los resultados de la medida $x = 3$ de Alice, los que son producidos por un aparato de medición que selecciona una de las tres mediciones cuánticas binarias con resultados 0/1, 1/2 ó 2/0, representados por tres monedas con verde y rojo, rojo y azul, y azul y verde, respectivamente. Fuente: Elaboración propia.

Una peculiaridad de la medición del qubit no proyectiva con más de dos resultados irreducibles, es que no sé conoce ninguna forma de implementarlas dentro de un sistema qubit. Mas bien, el aparato de medición a implementar, necesita trabajar evidentemente fuera

de lo que sería modelado por el qubit. En cierta medida, es una cuestión de perspectiva, absolutamente, si uno esta dispuesto a admitir estas medidas no proyectivas en un sistema de qubit. Sin embargo, la autocomprobación independiente del dispositivo [51] (*deviceindependent self-testing*), nos permite demostrar que una descripción del qubit es apropiada para el sistema probado, mostrando que, con alta precisión cualquier medida del sistema puede ser modelada como una medida del qubit.

Una observación clave, es que no es posible demostrar que la medición es irreduciblemente no binaria, si consideramos un único sistema cuántico, ya que los resultados de las mediciones en un sólo sistema puede ser siempre expandido en términos de un modelo de variables ocultas, donde todos los E_k^λ , son 1 ó 0 y p_λ depende de la preparación del sistema. La situación cambia cuando consideramos las correlaciones entre mediciones independientes en un sistema entrelazado [52], pero sigue siendo una violación de una desigualdad de Bell convencional en un qubits, aunque sea una violación alta, siempre se puede explicar mediante la selección local de medidas cuánticas binarias [53]. Sin embargo, hay desigualdades similares a las de Bell, donde la medición del qubit con mas de tres resultados superan a la máxima violación alcanzable considerando solo mediciones binarias [54]. Un análisis de esta ventaja revela que el efecto es muy pequeño y requiere una visibilidad general de mas del 0,992 % [53, 54, 55].

En el presente trabajo introduciremos una desigualdad donde este umbral se reduce a 0,9835 %, permitiendo la certificación independiente del dispositivo de una medición no binaria en el qubit. Consideramos un escenario bipartito (véase Fig 4.4(a)), donde una parte Alice, elige una entre cuatro mediciones $x = 0, 1, 2, 3$, mientras la otra parte, Bob, elige uno entre tres mediciones $y = 0, 1, 2$. Todas las mediciones tienen dos resultados $a = 0, 1$ y $b = 0, 1$ excepto la medida de Alice $x = 3$, la cual tiene tres resultados $a = 0, 1, 2$. Denotamos por $P(ab|xy)$ la probabilidad para los resultados a y b cuando la configuración x e y fueron elegidas, consideremos la siguiente expresión,

$$\begin{aligned} I = & P(00|00) + P(00|11) + P(00|22) \\ & - P(00|01) - P(00|12) - P(00|20) \\ & - P(00|30) - P(10|31) - P(20|32). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Cuando se restringe a medidas cuánticas binarias, no necesariamente en un qubit, el valor de la desigualdad I tiene un límite superior de 1,2711 (véase en la sección apéndice). Sin esta restricción el valor cuántico máximo de I es $\frac{3\sqrt{3}}{4} \approx 1,2990$ y se puede conseguir para dos qubits usando un estado máximamente entrelazado (véase en la sección apéndice). Así, un experimento que viole la desigualdad con $I < 1,2711$ demuestra que la medida $x = 3$ de Alice, no puede haber sido una medida compuesta de mediciones cuánticas binarias en cualquier sistema cuántico y seleccionada por el aparato de medición mostrado en la Fig.4.4(b).

Dado que las medidas proyectivas en un qubit son necesariamente binarias ó triviales,

una violación de $I < 1,2711$ certifica la implementación de mediciones no proyectivas. Esto requiere, sin embargo, que el sistema del laboratorio de Alice en realidad sea un qubit. Esto es lo que implementamos experimentalmente en nuestro setup, como veremos en el transcurso de este capítulo. Además, esta afirmación de que el sistema de Alice es un qubit, también puede ser verificada de manera independiente del dispositivo (*device-independent*) midiendo la violación la desigualdad de Bell Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) [60]. Si esta violación es máxima, el estado conjunto tiene que ser un estado qubit-qubit entrelazado máximamente [61, 62, 63], independiente del aparato de medición usado. Si el valor observado para la desigualdad CHSH se desvía un ϵ del valor máximo $2\sqrt{2} - 2$, el estado debe tener una fidelidad de por lo menos $1 - 2,2\epsilon$ con un estado qubit-qubit entrelazado máximamente [64]. Una descripción del sistema en el correspondiente espacio qubit-qubit, es preciso hasta $2,2\epsilon$.



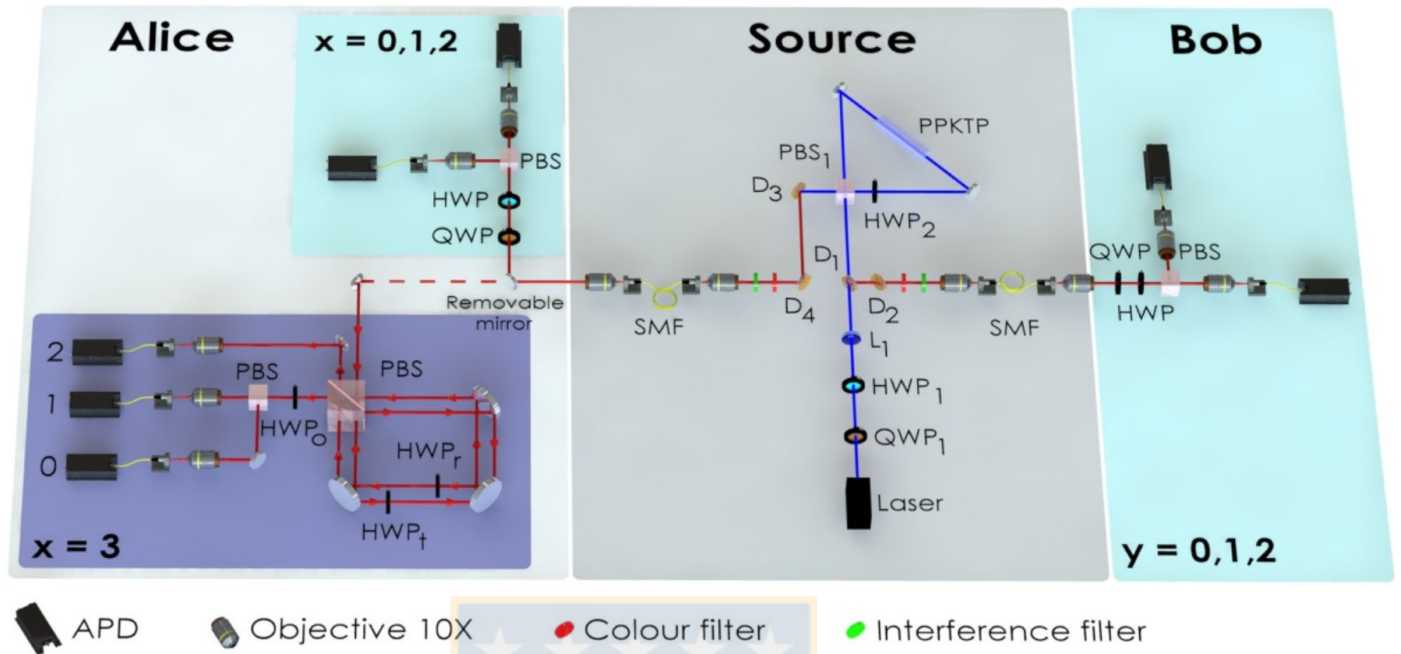


Figura 4.4: Setup experimental. Un cristal no lineal PPKTP es colocado dentro de un interferómetro Sagnac estable en fase y es bombeado por un láser monomodo de 405 nm para producir pares de fotones entrelazados en polarización a 810 nm. Una placa de cuarto de onda (QWP_1) y una placa de media onda (HWP_1), son usadas para controlar los modos en polarización del haz de bombeo. Espejo dicróico (D) y filtros de color de pasa alto son usados para remover la luz del haz de bombeo. Los fotones generados son enviados a Alice y Bob a través de fibras monomodo (SMF). Alice (Bob) pueden escoger entre tres diferentes mediciones binarias (representado en cajas binarias) etiquetadas por $x = 0, 1, 2$ ($y = 0, 1, 2$). Estas mediciones son realizadas utilizando un conjunto de QWP, HWP y PBS. Además, Alice también realiza una medición de tres resultados $x = 3$, utilizando la polarización y un interferómetro Sagnac de dos caminos (representado en el cuadro violeta). Los elementos de la medición del qubit de tres resultados se define por HWP_r , HWP_t , and HWP_o . Las cuentas en coincidencia entre los detectores de Alice y Bob, son guardadas usando una unidad electrónica de coincidencias basada en una FPGA. Fuente: Elaboración propia.

4.2.2. Experimento

El setup del experimento es mostrado en Fig.4.4. Cuenta con pares de fotones de 810 nm degenerados, de polarización ortogonal entre si, estos fotones son producidos en la conversión descendente paramétrica espontanea (SPDC como sus siglas en inglés) en un cristal *bulk* no lineal tipo II, Titanil fosfato de potasio polarizado periódicamente (PPKTP) de 20 mm de largo, un periodo de *poling* de FALTA ESTO. El cristal es bombeado por un láser de onda continua de un solo modo longitudinal de 405 nm con 1 mW. Recurrimos a una arquitectura de fuente ultra brillante, donde el cristal no lineal tipo II, es ubicado dentro de un interferómetro Sagnac intrínsecamente estable en fase [65, 66, 67]. Este interferómetro

esta compuesto de dos espejos, una placa de media onda (HWP_2) y un cubo divisor de haz por polarización (PBS_1). La placa HWP_2 y el PBS_1 son de longitud de onda dual con revestimientos anti-reflectantes a 405 nm y 810 nm . El eje rápido de la placa HWP_2 es fijado a 45° con respecto a la horizontal, tal que los fotones convertidos son generados en sentido horario y anti-horario. Los modos propagados en el sentido horario y anti-horario son sobrepuestos en el cubo divisor de haz por polarización, y ajustamos apropiadamente el modo de polarización del haz de bombeo, el estado de los dos fotones que salen del divisor de haz por polarización es,

$$|\psi^+\rangle = \frac{(|HV\rangle + |VH\rangle)}{\sqrt{2}}, \quad (4.3)$$

donde $|H\rangle$ ($|V\rangle$), denota la polarización horizontal (vertical) de los fotones convertidos. Debido a las condiciones de *Phase-Matching* puede haber entrelazamiento entre otros grados de libertad de los fotones generados, o el acople entre la polarización y el momento de los fotones que compromete la calidad del entrelazamiento en polarización. Para evitar esto añadimos un filtro espectral y un filtro espacial. Para eliminar la luz de láser de bombeo restante. Colocamos una serie de espejos dicróicos seguidos de un filtro de color pasa alto. Luego, filtros de interferencia banda delgada (de 0.5 nm a la mitad del valor central) de alta calidad, Semrock (con un máximo de transmisión de 90%), centrados en 810 nm son usados para asegurarse que la condición de *Phase-Matching* se logre con los modos de la polarización horizontal y vertical con frecuencias degeneradas.

La indistinguibilidad de los modos de los pares de fotones (“HV” y “VH”), se garantiza mediante el acople de los fotones generados en fibras monomodo. Estas fibras implementan un filtro del modo espacial de los fotones convertidos, destruyendo cualquier entrelazamiento espacial residual o acople polarización-momento. Para maximizar el brillo espectral de la fuente, recurrimos a un modelo numérico [68]. En nuestro caso, w_p es la cintura del haz de bombeo y w_{SPDC} la cintura de los modos seleccionados de los fotones convertidos, en el centro del cristal PPKTP, esta cintura es ajustada usando una lente de largo focal de 20 cm (L_1) y un lente objetivo de $10\times$. La condición óptima para el máximo rendimiento de fotones generados se obtiene cuando $w_{SPDC} = \sqrt{2}w_p$ con $w_p = 40\ \mu\text{m}$. El brillo espectral observado de la fuente es $410000\text{ pares de fotones (s mW nm)}^{-1}$. La calidad de entrelazamiento generado en la fuente medido por observar una visibilidad promedio de los fotones generados es de $0,987 \pm 0,002$, midiendo sobre las bases de polarización lógica y diagonal.

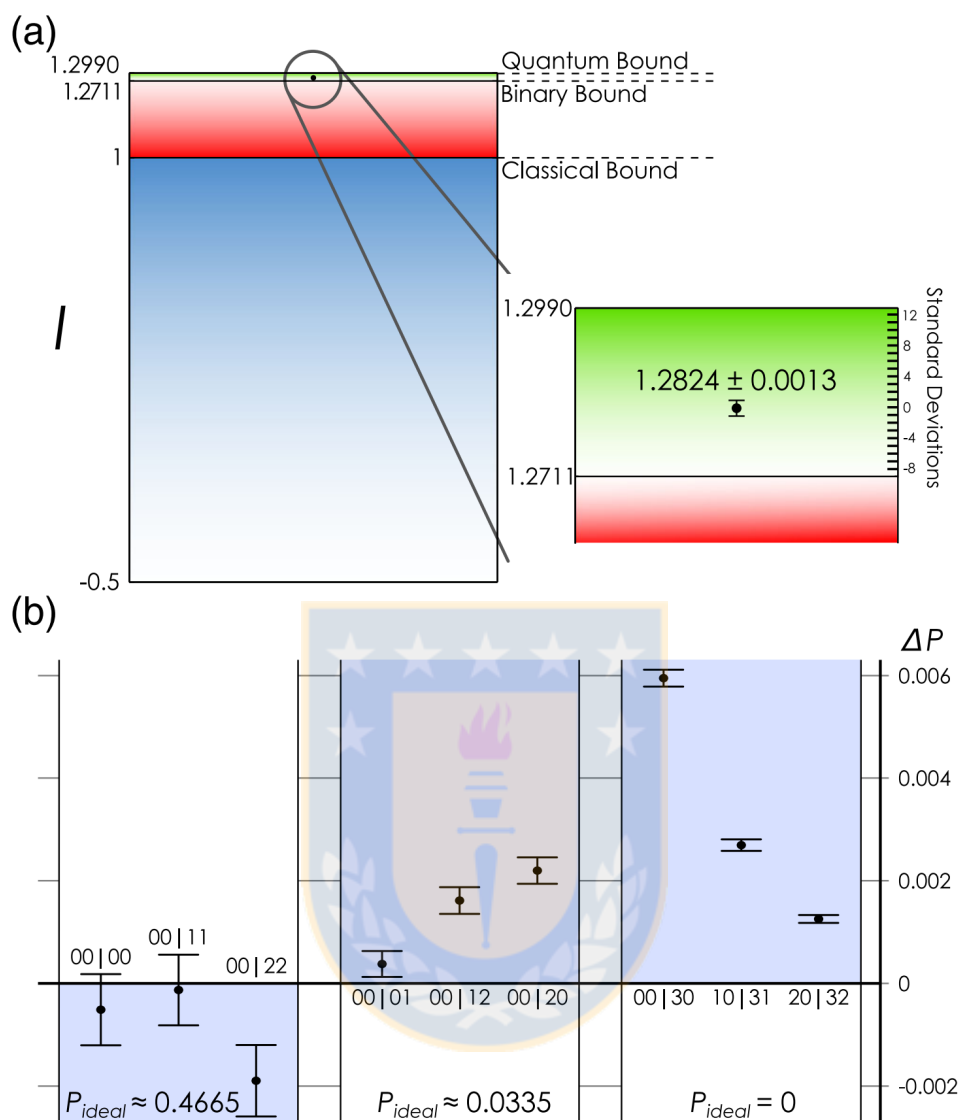


Figura 4.5: Resultados Experimentales. (a) Valores críticos y experimentales de I véase Ec.(4.2). Los eventos no correlacionados, uniformemente aleatorios $-1/2$, los modelos de variables ocultas locales no pueden exceder 1, mediciones cuánticas binarias no alcanzan 1,2711, y $3\frac{\sqrt{3}}{4} \approx 1,2990$, es el límite universal según la teoría cuántica. El valor experimental obtenido es $I = 1,2824 \pm 0,0013$, violando el límite para mediciones cuánticas binarias por mas de 8 desviaciones estándar. (b) Medidas de correlación. Para cada correlación $P(ab|xy)$ en I , la desviación del valor medido del valor ideal, es $\Delta P = P_{exp} - P_{ideal}$. Las desviaciones en las áreas sombreadas azules disminuyen el valor experimental de I . Las barras de error corresponden a 1 desviación estándar y son calculadas asumiendo fair samples de la distribución Poissoniana. Fuente: Elaboración propia.

Debido a que necesitamos de una visibilidad global alta, desarrollamos un dispositivo para contar coincidencias basada en una FPGA (*field programmable gate array*), este dispositivo

es capaz de implementar una ventana de coincidencias de 1 ns , así reducimos la probabilidad de cuentas en coincidencia accidentales a menos de $0,00025$. Por lo tanto, los datos no requieren un tratamiento por separado para las cuentas en coincidencias accidentales. Los fotones convertidos son recolectados usando detectores de avalancha de un solo fotón *PerkinElmer*, con una eficiencia de detección global de 15% . Tomaremos en cuenta esto para nuestro análisis que las coincidencias detectadas son una buena muestra del conjunto de todos los fotones generados.

Las mediciones binarias de Alice y Bob son implementadas usando un conjunto de placas de cuarto de onda (QWP), placas de media onda (HWP) y un divisor de haz por polarización (PBS), para cada parte del esquema (véase Fig.[4.4]). También se utiliza un polarizador de alta calidad en el frente de los detectores, para obtener una razón de extinción total de los polarizadores igual a $10^{-7} : 1$. Por lo tanto, en nuestro experimento la visibilidad de los dos fotones es limitado por el contraste de polarización de nuestros aparatos de medición. La medición de tres resultados $x = 3$ de Alice es implementada usando los modos de propagación del fotón convertido de Alice. Con este propósito, los fotones de Alice se envían, después de desplazar un espejo removible, a través de un interferómetro Sagnac de dos caminos basado en polarización. Los modos de propagación de un fotón dentro de este interferómetro no sé co-propagan y depende de su estado de polarización. Esto permite implementar transformaciones en polarización con las placas HWPs ubicadas dentro del interferómetro, como se muestra en la Fig.[4.4]. La placa ubicada en el modo reflejado (horario) es etiquetada por HWP_r y la placa ubicada en el modo transmitido (anti-horario) es etiquetada por HWP_t . El eje rápido de la placa HWP_r esta orientada en la dirección del eje horizontal, mientras la placa HWP_t es orientada a un ángulo de $117,37^\circ$. Los dos modos de propagación son una vez más superpuesto en el PBS. Además, en una de las salidas de este interferómetro una placa es agregada HWP_o , orientada a $112,5^\circ$ y un PBS, ambos se utilizan para concluir la medición de tres resultados. Mas detalles sobre la implementación de la medida de tres resultados $x = 3$ de Alice véase la sección apéndice.

En el experimento las correlaciones $P(ab|xy)$ en I , se midieron con un tiempo de integración de coincidencias de 240 s para cada medida y se normalizo sobre el número total de coincidencias por configuración. Los resultados son mostrados en la Fig.[4.5] y un valor medido de $I = 1,2824 \pm 0,0013$. Las configuraciones de las mediciones se implementaron de forma independiente para Alice y Bob, lo que justifica el supuesto de que las medidas de Alice también actúan independientemente de la configuración de la medición de Bob y viceversa. Por lo tanto, cualquier explicación en término de medias binarias en un sistema cuántico arbitrario se excluye por $8,7$ desviaciones estándar, lo que corresponde a un valor p de $1,6 \times 10^{-18}$.

Para probar que la medida $x = 3$ de Alice es una medida cuántica no proyectiva, también necesitamos verificar que el sistema de Alice puede describirse apropiadamente como un qubit. Para esto nos basamos en dos argumentos complementarios. En primer lugar, se puede recurrir al diseño del experimento en el que la fuente este diseñada para producir entrelazamiento en polarización es decir por ejemplo entrelazamiento qubit-qubit.

Segundo, medimos las correlaciones CHSH con nuestro setup y observamos una violación de $1\sqrt{2} - 2 - \epsilon$ con $\epsilon = 0,0253 \pm 0,0014$ y por lo tanto la fidelidad con un estado qubit-qubit entrelazado máximamente es garantizada de forma independiente del dispositivo (*device-independent*) para ser al menos 0,9351 con 3 desviaciones estándar [64]. Observemos que hemos medidos las correlaciones CHSH usando la misma fuente y la misma configuración de la medición que utilizamos para medir I , excepto que adoptamos diferentes ángulos de las placas HWPs. Con la excepción de algunos modelos *ad hoc* omnipresentes, podemos concluir que también en la medición de I la fidelidad del estado con un estado qubit-qubit entrelazado máximamente es, por lo menos, 0,9351. Observamos que la estimación para la fidelidad es pesimista ya que las imperfecciones en los aparatos de medición reducen la violación CHSH, y por lo tanto, disminuye el límite de la fidelidad. Sin embargo, en una explicación alternativa donde 93,51% de la veces se utilizó la medición binaria, un límite de $I < 0,9351 \times 1,2711 + 0,0649 \times 3\sqrt{3}/4 < 1,2730$ tendría que ser obedecida, lo cual es claramente violado en el experimento.

4.2.3. Conclusión

Los resultados muestran que las medidas no proyectivas de tres resultados pueden producir correlaciones estrictamente más fuertes entre dos qubits que las medidas proyectivas de dos resultados en cualquier sistema cuántico y, por lo tanto, que la naturaleza no puede describirse en términos de pruebas cuánticas binarias, ni siquiera cuando estas pruebas se realizan en sistemas cuánticos de dos niveles. La teoría cuántica también predice correlaciones qubit-qubit las cuales no pueden ser explicadas como mediciones producidas por tres resultados. Observemos que esto requiere una visibilidad total sobre 0,9927, que está mas allá de lo que actualmente es factible realizar en nuestro setup. Se necesitan más esfuerzos teóricos y experimentales para identificar y producir correlaciones de qubit, que sólo pueden explicarse mediante mediciones no proyectivas de cuatro resultados. Esto será los mas lejano que podremos ir, pues las correlaciones del qubit se pueden siempre explicar como se muestra en [69].

4.2.4. Apéndice

En el presente apéndice, se expondrá una breve explicación de la teoría que nos permite llegar a los resultados mas relevantes del trabajo mostrado, con el objetivo de entender como se implementaron las mediciones. Esta sección se dividirá en cuatro sub secciones, las cuales son: valor máximo de I para mediciones cuánticas binarias, valor máximo de I para mediciones cuánticas arbitrarias, implementación de la medición de tres resultados de Alice, Correlación qubit-qubit sin explicación por mediciones no proyectivas de tres resultados.

4.2.5. Valor máximo de I para mediciones cuánticas binarias

Para obtener el límite para I al considerar sólo mediciones cuánticas binarias, notamos que I contiene la desigualdad de Bell *chained* [70, 71], $I_{chain} \leq 1$ con tres configuraciones, donde

$$I_{chain} = P(00|00) + P(00|11) + P(00|22) - P(00|01) - P(00|12) - P(00|20). \quad (4.4)$$

Como dijimos I contiene a I_{chain} , el resto de I , se puede obtener,

$$I - I_{chain} = -P(00|03) - P(10|31) - P(20|32), \quad (4.5)$$

notamos que la Ec.(4.5), contiene correlaciones de la medida de tres resultados $x = 3$ de Alice. Hay tres posibilidades para reemplazar la medición $x = 3$ de Alice por una medida binaria, omitiendo $a = 0$, $a = 1$ ó $a = 2$. Teniendo en cuenta la simetría de permutación de I , todos son equivalentes a,

$$I' = I_{chain} - P(00|03) - P(10|31). \quad (4.6)$$

Utilizamos la jerarquía Navascués–Pironio–Acín (NPA) [72], para obtener un límite superior sobre el valor máximo de I' . Ejecutando el nivel 2 de la jerarquía, nosotros obtenemos 1,271045 para este límite. Dentro de la precisión numérica, este valor puede ser alcanzado por un estado qubit-qubit parcialmente entrelazado que muestra 1,2711, que corresponde al valor máximo de I con mediciones cuánticas binarias.

4.2.6. Valor máximo de I para mediciones cuánticas arbitrarias

Un límite superior del valor máximo de I , alcanzable en la teoría cuántica puede ser obtenido por el límite superior de I_{chain} y el resto $I - I_{chain}$, por separado. El valor máximo de I_{chain} es $\frac{3\sqrt{3}}{4}$ y puede ser alcanzado con un estado entrelazado maximamente qubit-qubit [73]. Por otro lado, por construcción $I - I_{chain}$ no puede ser mayor que cero, ya que sólo contiene términos no positivos. Tomamos estos dos resultados en conjunto, el valor máximo de I que es el límite superior dado por $\frac{3\sqrt{3}}{4}$.

Este valor es ajustado y se puede lograr preparando el estado qubit-qubit,

$$|\psi^+\rangle = \frac{(|01\rangle + |10\rangle)}{\sqrt{2}}, \quad (4.7)$$

y escogiendo las siguiente mediciones $x = 0, 1, 2$ son definidas por,

$$M_{0|x} = P(\alpha_x), \quad (4.8)$$

$$M_{1|x} = \mathbf{1} - P(\alpha_x), \quad (4.9)$$

con

$$P(\theta) = \frac{(1 + \sigma_z \cos \theta + \sigma_x \sin \theta)}{2}, \quad (4.10)$$

donde σ_z y σ_x son las matrices de Pauli y los ángulos son dados por, $\alpha_0 = 3\pi/2$, $\alpha_1 = \pi/6$ y $\alpha_2 = 5\pi/6$. El resultado de las tres medidas $x = 3$ de Alice, son definida por,

$$M_{a|3} = \frac{2P(\gamma_a)}{3}, \quad (4.11)$$

para $a = 0, 1, 2$, con los ángulos $\gamma_0 = 2\pi/3$, $\gamma_1 = 4\pi/3$ y $\gamma_2 = 0$. Las mediciones de Bob son definida por,

$$M_{0|y} = P(-\gamma_y), \quad (4.12)$$

$$M_{1|y} = 1 - P(-\gamma_y), \quad (4.13)$$

para $y = 0, 1, 2$.

4.2.7. Implementación de la medición de tres resultados de Alice

La medición de tres resultados de Alice se implementa mediante el envío a Alice de fotones convertidos a través de un interferómetro Sagnac de dos caminos basado en polarización (véase Fig.4.2). Escribimos $|H\rangle$ ($|V\rangle$) como la polarización horizontal (vertical). El modo que entra en el interferómetro considerando el sentido anti-horario con los resultados 0 y 1 es denotado por $|a\rangle$. $|b\rangle$ denota el sentido horario con el resultado 3. De este modo, la acción del PBS dentro del interferómetro esta dada por,

$$U_{PBS} = |H\rangle\langle H|(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b|) + i|V\rangle\langle V|(|a\rangle\langle b| + |b\rangle\langle a|). \quad (4.14)$$

La acción de la placa HWP_t y HWP_r del interferómetro en el modo transmitido y reflejado, combinada con $U_{t,r} = U_{HWP}(\gamma'_t)|a\rangle\langle a| + U_{HWP}(\gamma'_r)|b\rangle\langle b|$, donde $U_{HWP}(\gamma')$ es la matriz de Jones de una placa HWP con el eje rápido orientado un angulo γ' con respecto al eje horizontal.

$$U_{HWP}(\gamma') = \cos(2\gamma')(|H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V|) + \sin(2\gamma')(|V\rangle\langle H| + |H\rangle\langle V|). \quad (4.15)$$

Por lo tanto, el interferómetro Sagnac es descrito por $U_s = U_{PBS}U_{t,r}U_{PBS}$.

Después del interferómetro, el fotón en el modo $|a\rangle$ es transmitido a través de la placa HWP_o y un PBS adicional. En el grado de libertad de la polarización los tres modos resultantes 0, 1 y 2, están medidos por $|\psi\rangle \rightarrow A_k|\psi\rangle$, donde los operadores de Kraus son,

$$A_0 = \langle b|U_{PBS}U_{HWP}(\gamma'_o)|a\rangle\langle a|U_s|a\rangle, \quad (4.16)$$

$$A_1 = \langle a|U_{PBS}U_{HWP}(\gamma'_o)|a\rangle\langle a|U_s|a\rangle, \quad (4.17)$$

$$A_2 = \langle b|U_s|a\rangle, \quad (4.18)$$

tal que la implementación de la medida de tres resultados es dada por,

$$M_{k|3} = A_k^\dagger A_k. \quad (4.19)$$

Por lo tanto, la medida requerida para una máxima violación de I se logra con $\gamma'_r = 0$, $\gamma'_t \approx 117,37^\circ$ y $\gamma'_o = 112,5^\circ$.

4.2.8. Correlación qubit-qubit sin explicación por mediciones no proyectivas de tres resultados

Consideremos un escenario donde Alice elige entre las mediciones binarias $x = 0, 1, 2$ y la medida de cuatro resultados $x = 3$, y Bob elige entre las mediciones binarias $y = 0, 1, 2, 3$. La expresión

$$L = \beta_{el} - 8 \sum_{i=0}^3 P(i, 0|3, 1), \quad (4.20)$$

que ha sido usada en la Ref. [74] en el contexto de extracción de aleatoriedad. El termino β_{el} ha sido introducido por Bechmann-Pasquinucci and Gisin [75] en la desigualdad de Bell $\beta_{el} \leq 6$, donde

$$\begin{aligned} \beta_{el} = & P(10|02) + P(10|03) + P(10|11) \\ & + P(10|21) + P(10|22) + 2P(00|00) \\ & + 4P(00|10) + 4P(00|12) + 4P(00|23) \\ & - 2P(10|00) - 2P(10|10) - 2P(10|20) \\ & - 3P(00|02) - 3P(00|03) - 3P(00|11) \\ & - 3P(00|13) - 3P(00|21) - 3P(00|22). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Aplicando los métodos desarrollados en la sub-sección 4.2.5 y 4.2.6, podemos encontrar, usando el tercer nivel de la jerarquía NPA, el valor de L tiene un límite superior de 6,6876 para mediciones binarias y de 6,8489 para las mediciones de tres resultados. Usando la mediciones de cuatro resultados, L puede alcanzar un valor de $4\sqrt{3} > 6,9282$. Por lo tanto, una verificación de una medición de un qubit de cuatro resultados irreducible requiere de una visibilidad total de 0,9928.

Fuente Heráldica de 1546 nm y su aplicación

5.1. Fuente Heráldica de 1546 nm

En la presente sección describiremos la fuente heráldica de 1546 nm desarrollada. Esta fuente consta de un láser (Sacher Lasertechnik GmbH, Pilot) de cavidad variable en longitud de onda. El cual se encuentra sateado en 773 nm. La fibra óptica que mantiene la polarización del láser es montada en una base de multi-ejes. La idea es poder ajustar el acople a una lente de 11 mm de foco (C220TME-B). Esta lente es colocada con el fin de que el haz de luz del láser salga colimado. En la salida de este láser se posiciona un filtro de interferencia (FB-770) centrado en $770 \pm 2\text{nm}$ con un ancho medio de $10 \pm 2\text{nm}$. Colocado con el objetivo de filtrar otras frecuencias que pueda generar el láser de bombeo. Luego, un conjunto de dispositivos ópticos son colocados con el fin de tener un control en polarización del haz de bombeo. Así, una placa de media onda (HWP) y un cubo divisor de haz por polarización (PBS252) es ubicado en el camino óptico del haz de bombeo (véase, Fig.[5.3] y Fig.[5.2]). De tal manera, que solo la componente de polarización horizontal se transmite por el PBS. Con lo cual, tenemos un láser de bombeo horizontalmente polarizado, y la HWP nos ayuda a controlar la intensidad del haz. Luego, una nueva lente (C220TME-B) de foco 11 mm es montada sobre una base de varios ejes, con el fin de poder acoplar a un cristal no-linal periódicamente polarizado KTP (PPKTP) tipo II con guías de ondas (Advr inc.), de 20mm longitud. A la salida de la guía de onda del cristal PPKTP, montamos una lente (C220TME-C) de 11 mm de foco. Luego, el cristal PPKTP es bombeado por el láser 773 nm, generando fotones gemelos degenerados en 1546 nm mediante el proceso de conversión descendente paramétrica espontánea (SPDC, véase 2.2.1), cuando la condición de *Quasi-Phase-Matching* se satisface. Las guías de ondas del cristal PPKTP son diseñadas de tal manera que soportan un modo de propagación en su interior (vease, Fig.[5.1]), de esta forma para la longitud de onda de los fotones gemelos se comporta como una fibra monomodo.

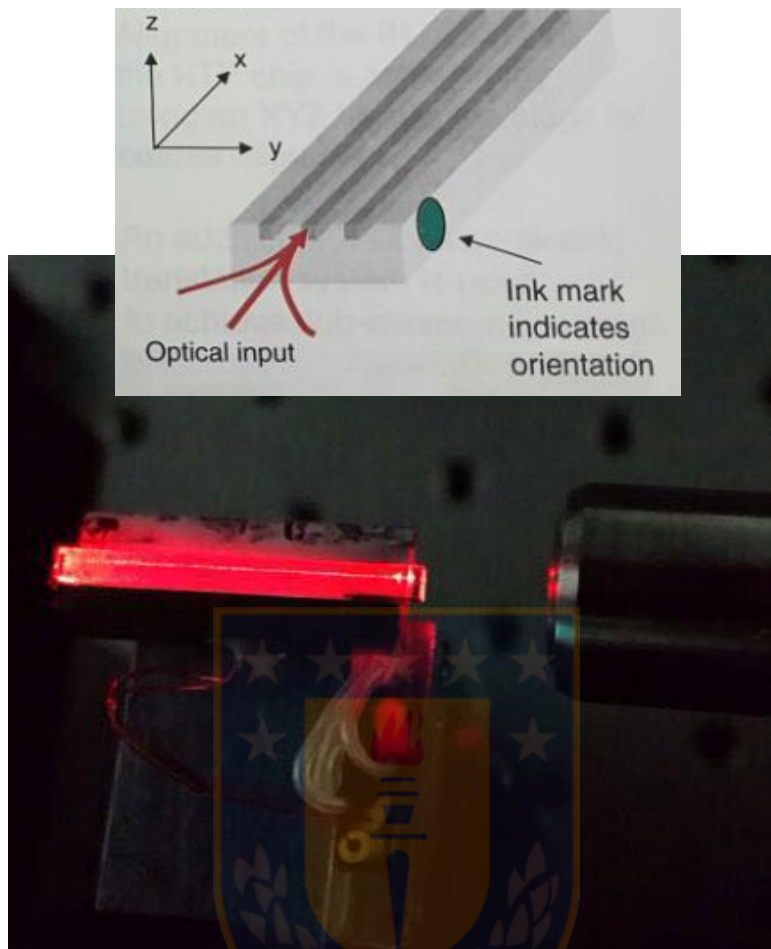


Figura 5.1: Cristal PPKTP con guía de onda en el setup experimental. Posición donde debe incidir el haz de bombeo en el cristal PPKTP. Fuente: Elaboración propia.

El cristal tiene 6 conjuntos de guías de ondas separados por una distancia de $75 \mu\text{m}$. Cada conjunto tiene 6 guías de ondas separadas de centro a centro una distancia de $35 \mu\text{m}$. Las guías tienen distintos tamaños $2, 3, 4 \mu\text{m}$. El cristal PPKTP con guía de onda está a temperatura ambiente (entre 20°C y 22°C). La periodicidad del cristal es $\Lambda = 46,296 \mu\text{m}$. La presente fuente produce $5,000 \text{ s}^{-1}$ cuentas en coincidencias con una potencia del haz de bombeo de 1.5 mW . Siguiendo el camino óptico de los fotones generados, montamos un espejo dicróico y un filtro pasa alto (FGL1000). Los cuales son usados para eliminar el haz de bombeo residual en el camino de los fotones gemelos. A continuación, un cubo divisor de haz por polarización (PBS253) es montado en una base con control angular. Como el cristal PPKTP es tipo II, los fotones generados son de polarizaciones ortogonales entre sí, y uno de ellos tiene la misma polarización que el haz de bombeo. Por lo tanto, la acción del PBS en el camino óptico de los fotones gemelos es dividirlos determinísticamente. El camino transmitido para la polarización horizontal y el camino reflejado para la polarización vertical. Los fotones en los caminos reflejados y transmitidos, son acoplados con lentes C220TME-C,

a unas fibras monomodos para 1546 nm.

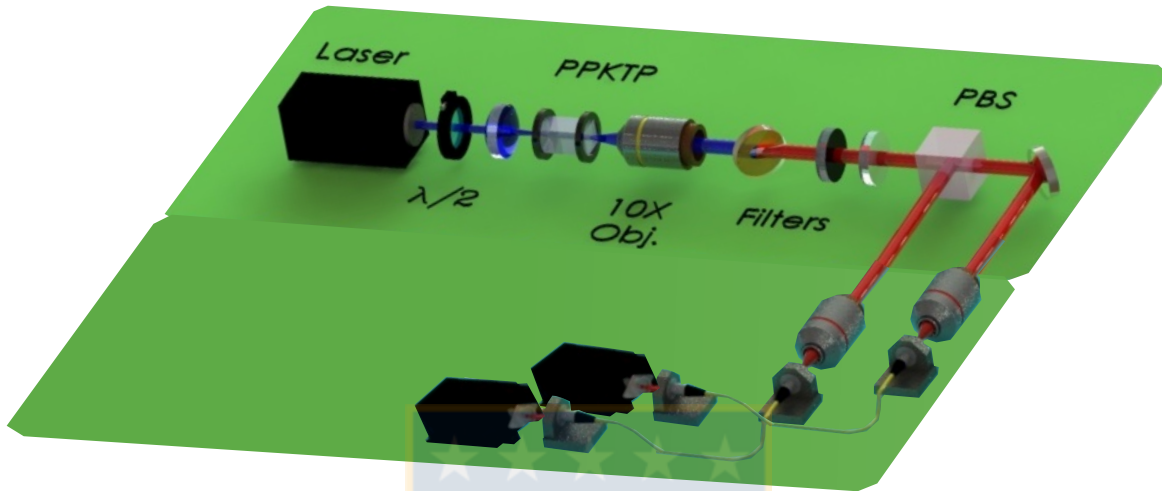


Figura 5.2: Esquema fuente heraldica de 1546 nm, Láser Sacher Lasertechnik GmbH, Pilot. HWP: placa de media onda ($\frac{\lambda}{2}$), cristal PPKTP con guía de onda Advor inc. Lentes ópticas, filtros de color y de interferencia (FB770). PBS: divisor de haz por polarización para la longitud de onda 1546 nm. Fibras ópticas telecom. Detectores IdQuantique para 1546 nm. Fuente: Elaboración propia.

Para la detección de los fotones gemelos generados del proceso SPDC, ocuparemos detectores *IdQuantique*. Entonces, del PBS tenemos dos caminos ópticos, en uno de estos caminos montamos un detector ID220 NIR de libre funcionamiento. Este detector se puede configurar con 3 eficiencias 10 %, 15 % y 20 %. Nuestra mejor configuración fue con 15 %. Este detector es usado de *trigger*. La señal eléctrica procesada por el detector *trigger*, es enviada a un generador de funciones con el objetivo de controlar el tamaño del pulso y el tiempo del pulso. El generador de funciones debe estar en el modo *Burst*, para su funcionamiento de *trigger*. Además, el generador de funciones agrega implícitamente un *delay* de aproximadamente 450 ns, al procesar la señal. De esta manera, la señal eléctrica procesada es enviada al detector ID210 NIR 100MHz Gated. El cual cuenta con entradas para usarlo de *triggerado*. En la otra salida del PBS, colocamos un carrete de fibra óptica de 100 m (aproximadamente 500 ns), con el objetivo de compensar el *delay* del otro camino (por el generador de funciones). Ambas señales llegan al detector ID210 NIR 100MHz Gated. El cual cuenta con un modo *external gate*. En este modo el detector *triggerado* solo es capaz de tener una eficiencia de detección del 10 %.

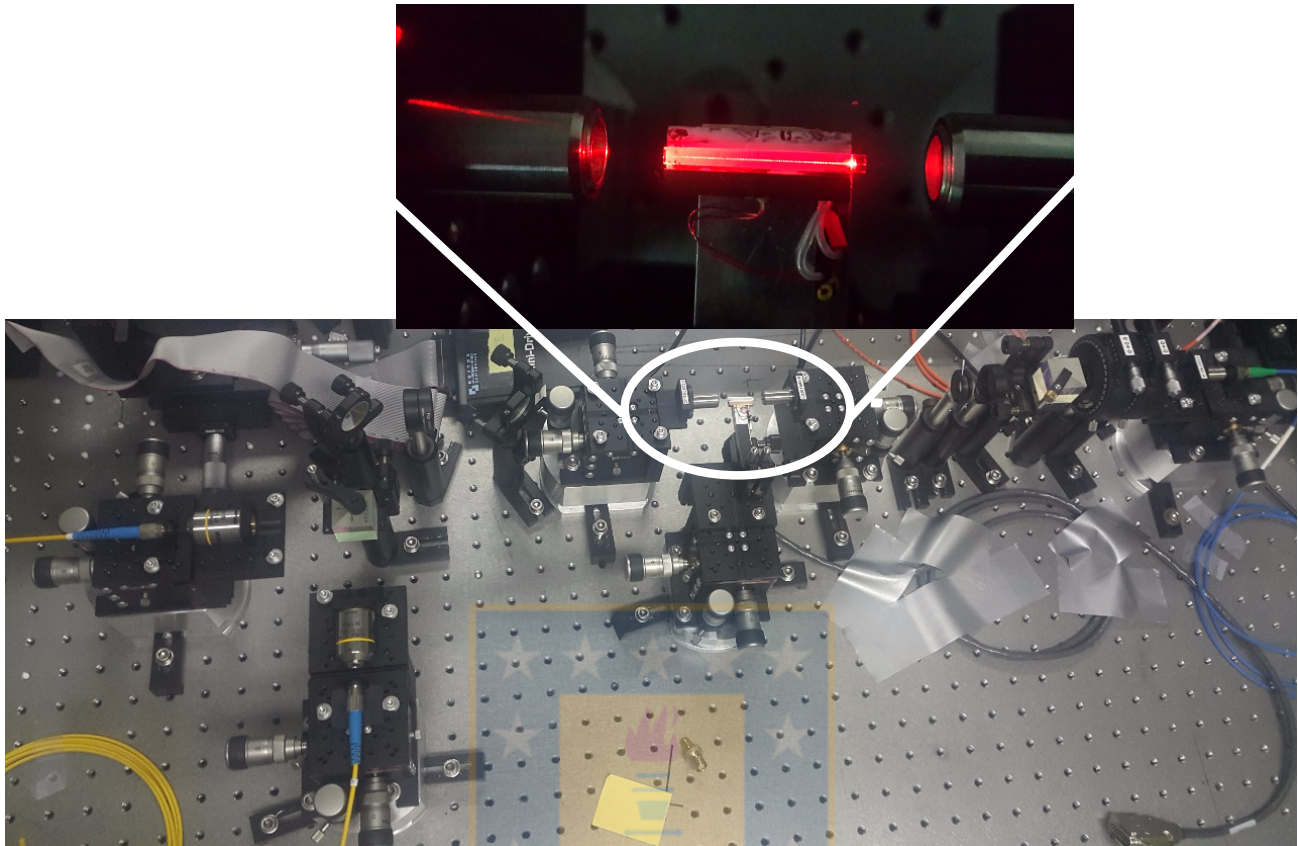


Figura 5.3: Fuente heráldica de 1546 nm montada en la mesa óptica. Láser Sacher Lasertechnik GmbH Pilot, de longitud de onda configurada en 773 nm. Este láser incide en el cristal PPKTP con guía de onda Advr inc. Fuente: Elaboración propia.

En el modo *external gate* podemos ver las cuentas en coincidencias de los fotones gemelos generados en el proceso SPDC, variando el *delay* de la señal producida por el generador de funciones. Esto quiere decir, que cuando estamos en el punto del *delay* correcto veremos en la pantalla del detector que las cuentas tienen un máximo central, el cual definimos como el punto de coincidencias. Lo anterior significa que la ventana en tiempo que abre el detector *triggerado* con respecto al detector *trigger* es la misma y de esta manera obtenemos el máximo de cuentas en coincidencias. Así, mostramos la construcción de una fuente heráldica con un cristal PPKTP con guía de onda en una longitud de onda comercial de 1546 nm, mas conocida como telecom.

Un punto importante que destacar es al comparar la fuente heráldica mostrada en el capítulo tres donde se usó un cristal BiBO. Con el cual generamos $20,000s^{-1}$ cuentas en coincidencias con $60mW$. Con la fuente presentada en el presente capítulo. En la cual usando un cristal PPKTP con guía de onda generamos $5,000s^{-1}$ cuentas en coincidencias. Pero solo utilizando $1,5mW$ de potencia del haz de bombeo. Evidentemente, tenemos una mayor eficiencia de generación de fotones gemelos con el cristal PPKTP con guía de onda [8].

5.2. Aplicación Fuente Heráldica de 1546 nm

5.2.1. Introducción

Las futuras redes cuánticas están destinadas a conectar diferentes sistemas de procesamiento de información, como los ordenadores cuánticos [76]. Una característica crítica de los conmutadores (switches) en estas redes es la capacidad de enrutar correctamente los bits cuánticos (qubits) codificados en un solo fotón, basados en la topología de la red y la demanda en tiempo real. Además, estos conmutadores deben tener tiempos de respuestas rápidos y ser fácilmente integrados en las redes ópticas actuales. En el presente trabajo se demuestra experimentalmente un nuevo conmutador óptico basado en un interferómetro Sagnac en fibra óptica es capaz de satisfacer simultáneamente estas condiciones. El conmutador está diseñado de tal manera que permite una independencia con respecto al estado en polarización de entrada. Observemos que se han presentado otros conmutadores basados en diseños interferométricos, sin embargo, no son pasivamente estables [77], o requieren complejos láser de bombeo adicionales [78]. En el presente esquema propuesto, puede ser usado en algunos protocolos de comunicación cuántica, donde un decodificador de camino es necesario [79] y para remover ciertos *loopholes* en esquemas de test de Bell en energía y tiempo [80].

La configuración presentada se basa en un interferómetro Sagnac de fibra óptica con moduladores de fase electro-óptico con el cual podemos realizar cambio de fase relativa rápidos, y por lo tanto, enrutar correctamente los fotones individuales a una de las dos compuertas de salida. Un interferómetro Sagnac consiste en un divisor de haz cuyas dos salidas están conectadas entre sí, de tal manera los haces de luz se propagan por el mismo camino sobre las dos direcciones que son opuestas, produciendo estabilidad pasiva e intrínseca del interferómetro [81]. La probabilidad de que un solo fotón salga a través de cualquiera de las compuertas de salida depende del cambio de la fase relativa impuesta entre los caminos que se contrapropagan. Si el interferómetro está sometido a pequeñas perturbaciones (en comparación con el tiempo total de propagación entre la entrada y la salida), la probabilidad de salir de la compuerta de entrada es siempre la unidad, ya que ambas trayectorias sufren el mismo cambio de fase. Por esta razón, el interferómetro Sagnac es estable para pequeñas perturbaciones de fase. Implementamos un switch que aprovecha la configuración del interferómetro Sagnac en fibra óptica debido a su estabilidad en fase, el cual emplea moduladores de fase electro-ópticos rápidos para enrutar correctamente un solo fotón a una de las dos compuertas de salida de un divisor de haz. Debido al hecho de que los moduladores electro-ópticos comerciales estándar, solo funcionan para un estado de polarización de entrada específico, de esta manera colocamos dos de estos moduladores en una configuración ortogonal, así el switch es independiente del estado de polarización. Debido a que la presente configuración sólo depende de componentes disponibles en el mercado, esperamos que el trabajo sea directamente aplicable a redes cuánticas que operan dentro de una infraestructura de telecomunicaciones.

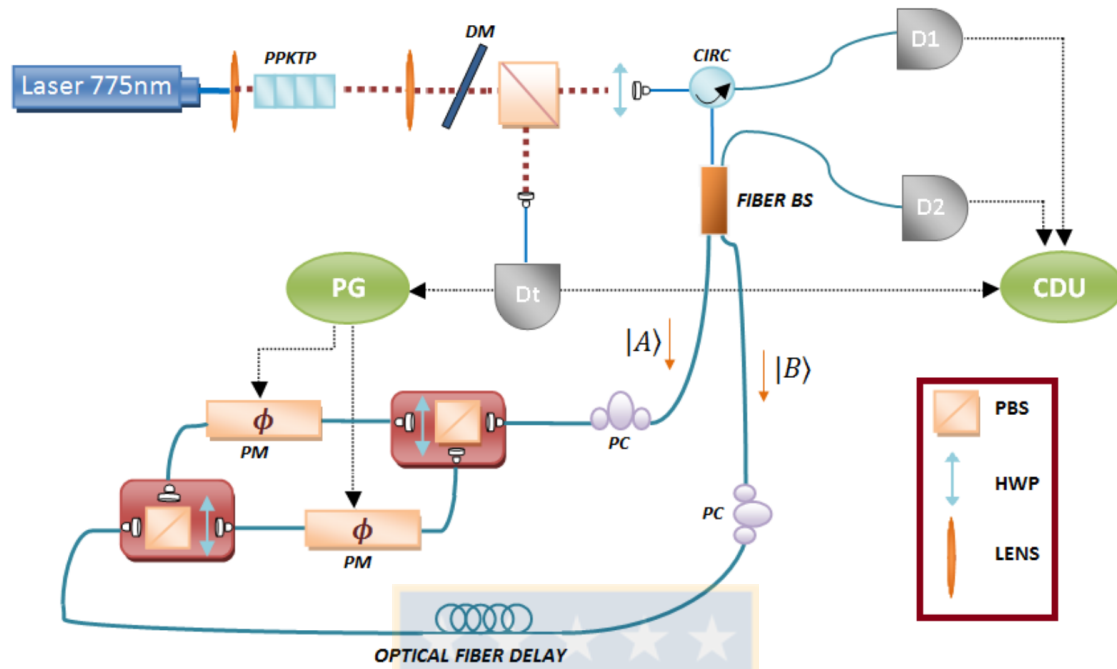


Figura 5.4: Setup experimental. CDU: unidad de detección en coincidencia. Circ: Circulador óptico. DM: Espejo dicróico. FIBER BS: Divisor de haz de fibra óptica. HWP: Placa de media onda. PBS: Divisor de haz por polarización. PC: Controlador manual de polarización en fibra óptica. PG: Generador de pulsos. PPKTP: Cristal periódico KTP para 1546 nm. PM: Modulador de fase. Las líneas continuas representan fibras ópticas, las líneas gruesas y punteadas representan el haz en espacio libre y cables eléctricos, respectivamente. Fuente: Elaboración propia.

5.2.2. Experimento

El setup experimental es descrito en la Fig.[5.4]. Generamos pares de fotones mediante el proceso de conversión descendiente paramétrica espontánea (SPDC), con un cristal no lineal con guía de onda, titanil fosfato de potasio polarizado periódicamente (PPKTP)[82]. El cristal (ADVR inc.), es creado de manera tal que cuando se cumple la condición de *phase-matching*, se generan fotones con polarización ortogonal (tipo II) degenerados a 1546 nm, esto se consigue con un láser de bombeo con una longitud de onda de 773 nm. El cristal es diseñado con guías de ondas, las cuales soportan un solo modo de propagación de los fotones generados. El láser de bombeo es sintonizable mediante una cavidad, este haz es acoplado a la guía de onda del cristal mediante una lente de 11 mm de foco, a la salida de la guía de onda del cristal tenemos una lente de 11 mm la que colima los fotones generados. Un espejo dicróico es usado para remover el exceso luz del haz de bombeo. Luego, un PBS se utiliza para dividir determinísticamente los fotones convertidos. En cada salida del PBS, un acoplador de fibra montado en una plataforma de traslación de varios ejes, es usada para acoplar los fotones generados en fibras monomodo de 1546 nm. La salida reflejada del PBS

(vease Fig.[5.4]) es conectada a un modulo detector de un sólo fotón (InGaAs) con modo de funcionamiento libre (D_t), que posee una eficiencia de detección global de 15 % (IdQuantique id220). La salida eléctrica de este detector se utiliza como señal de *trigger*, para uno de los dos fotones generados, el otro fotón es dirigido al interferómetro. Esta señal se utiliza para activar los otros dos detectores D_1 y D_2 , de un sólo fotón (IdQuantique id210, trabajando en el modo gate), ubicados en las salida del interferómetro Sagnac. Este interferómetro es construido con un divisor de haz en fibra 50 : 50 (BS), cuyas salidas crean dos modos de caminos, $|A\rangle$ y $|B\rangle$, mostrados en la Fig.[5.4]. Dentro del interferómetro Sagnac encontramos un interferómetro Mach-Zehnder (MZI), el cual es construido con dos moduladores de fase (PM) en su interior en cada camino de este MZI. Los modos de propagación $|A\rangle$ y $|B\rangle$, anti-horario y horario, respectivamente. Llegan a los divisores de haz por polarización, ubicados en la entrada y salida del MZI (véase Fig.[5.4]). Ambos PBSs son unidades ubicadas en espacio libre con placas HWP, lentes integradas las cuales coliman o acoplan, depende de la dirección que sean usados. La idea de estos dispositivos es que ayuden a equilibrar la potencia óptica de los brazos del interferómetro y asegurar el estado en polarización que entran en el modulador de fase en fibra (PM), uno en cada brazo del interferómetro MZI con un ancho de banda de 10 GHz. Los PM tienen fibras ópticas que mantienen la polarización (horizontal, vertical, véase Fig.[5.4]). El MZI es ocupado para descomponer los modos de camino $|A\rangle$ y $|B\rangle$ en polarizaciones ortogonales con la placa HWP rotada en 45° con respecto al eje rápido. Subrayamos una vez más que esto es necesario ya que las PM comerciales actúan sobre la polarización, por lo tanto recurrimos a esta configuración para asegurar que nuestro setup es insensible a la polarización. Después de la salida del MZI, nuestros modos de propagación $|A\rangle$ y $|B\rangle$ se propagan de nuevo a la fibra BS. Entre la entrada del modo de propagación $|B\rangle$ y el MZI hay un retardo con un carrete de fibra óptica de 100 m, con el objetivo de asegurar que la modulación impuesta con las PMs sólo actúe sobre una de las direcciones de propagación del interferómetro Sagnac. Después de la recombinación en el BS, el fotón generado puede propagarse a D_1 o D_2 , siguiendo el circulador (véase Fig.[5.4]). Ambos moduladores son accionados por un generador de pulsos, estos pulsos generados deben ser lo mas cortos posibles, de esta manera tenemos pulsos de 30 ns de ancho. El generador de pulsos también es trigerado por D_t , utilizamos un retraso electrónico para sincronizar adecuadamente el tiempo. El número de detecciones por segundo es procesado por una unidad de detección de coincidencias (CDU) basada en una FPGA.

Asumiremos un estado en polarización de entrada arbitrario de la siguiente forma,

$$|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle, \quad (5.1)$$

donde $|H\rangle$ ($|V\rangle$) es el estado cuántico que representa el estado de polarización horizontal

(vertical). Después de la entrada del BS tenemos los estados de propagación,

$$|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle), \quad (5.2)$$

$$|B\rangle = \frac{e^{i\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2}}(\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle), \quad (5.3)$$

donde $e^{i\frac{\pi}{2}}$ es el desplazamiento de fase relativa entre el camino transmitido y reflejado del BS. Controladores de polarización manual dentro del interferómetro Sagnac, aseguran que las componentes en polarización ortogonales siempre se propagan a través del mismo camino óptico en el MZI, es decir, la componente $|H\rangle$ del camino óptico $|A\rangle$ recorre el brazo superior del MZI, mientras que el $|H\rangle$ del camino óptico $|B\rangle$ es dirigido por la misma trayectoria dentro del MZI que corresponde al brazo superior. Esto es necesario para beneficiarse de la estabilidad de fase inherente del interferómetro Sagnac. Los estados finales en D_1 y D_2 son,

$$|D_1\rangle = \left[\frac{(\beta|V\rangle e^{iKL}[e^{i\phi_1} + 1]) + (\alpha|H\rangle[e^{i\phi_2} + 1])}{2} \right] e^{i\pi}, \quad (5.4)$$

$$|D_2\rangle = \left[\frac{(\beta|V\rangle e^{iKL}[e^{i\phi_1} - 1]) + (\alpha|H\rangle[e^{i\phi_2} - 1])}{2} \right] e^{i\frac{\pi}{2}}, \quad (5.5)$$

donde ϕ_1 y ϕ_2 son los cambios de fase relativa aplicados en cada PM, K es la constante de propagación, L la diferencia de longitud entre los dos brazos del MZI, el cual se garantiza que sea más largo que la longitud de coherencia de los fotones generados (≈ 1 mm). La probabilidad de que un fotón generado sea detectado, en cualquiera de los dos detectores está dada por,

$$\langle D_1|D_1\rangle = \frac{(1 + \cos \phi)}{2}, \quad (5.6)$$

$$\langle D_2|D_2\rangle = \frac{(1 - \cos \phi)}{2}, \quad (5.7)$$

donde aplicamos la condición de que $\phi_1 \approx \phi_2 \approx \phi$. Esto se sigue fácilmente en el experimento ya que se utiliza un solo generador de pulsos para accionar ambos moduladores. Este resultado muestra que las salidas son complementarias en función de ϕ , como se espera para un interferómetro. Por lo tanto, este esquema puede usarse como un switch, ya que la salida del fotón generado que se propaga depende del cambio de fase ϕ aplicado.

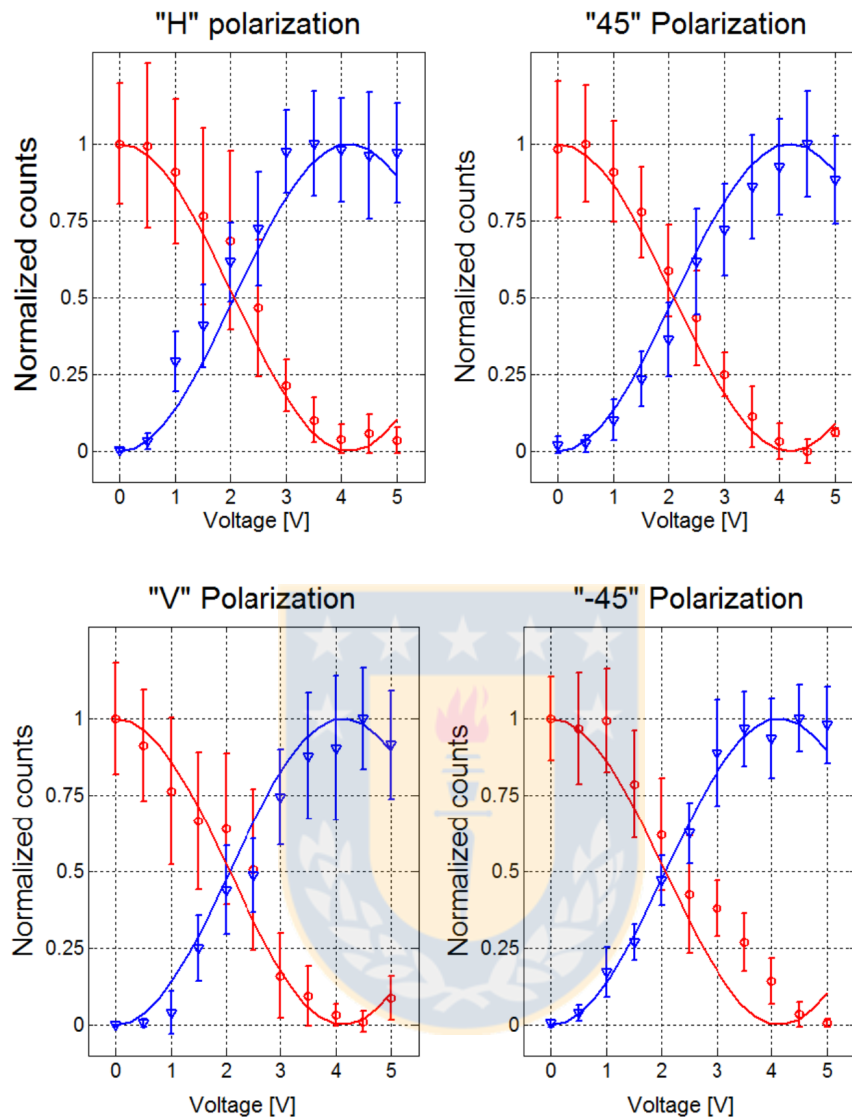


Figura 5.5: Resultados experimentales para cuatro estados en polarización de entrada. H representa el estado horizontal, V el estado vertical, 45 el estado diagonal, -45 el estado anti-diagonal, como función del voltaje aplicado a los moduladores de fase. Los círculos representan las detecciones D_1 , mientras que los triángulos la detecciones en D_2 ambos triggerados por D_t . Las barras de error representan la desviación estándar de 10 mediciones independientes (con 10s de tiempo de integración para cada medida) para cada voltaje. Las curvas se normalizan con respecto al detector más eficiente. Fuente: Elaboración propia.

Demostremos experimentalmente el esquema que mide la tasa de coincidencias entre el detector trigger D_t y los dos detectores de salida D_1 , D_2 , en función de la fase relativa ϕ que es proporcional al voltaje de accionamiento aplicado a los PMs. Esto se realiza inicialmente para un estado en polarización horizontal de entrada, el cual es ajustado por una placa HWP

que se encuentra antes del circulador. Para cada voltaje aplicado tomamos 10 medidas de 10 s cada una, los resultados están graficados en la Fig. [5.5], con las barras de error que representan la desviación estándar.

También se muestra el carácter independiente de la polarización en el setup, repitiendo la medición para otros tres estados de entrada: el estado en polarización vertical $|V\rangle$, la polarización diagonal $|45\rangle = 1/\sqrt{2}(|H\rangle + |V\rangle)$ y la polarización anti-diagonal $|-45\rangle = 1/\sqrt{2}(|H\rangle - |V\rangle)$, obteniendo resultados similares. La pérdida total del experimento desde la entrada del interferómetro Sagnac, hasta los detectores de fotones individuales es aproximadamente 5 dB, esta pérdida es producida mayormente al insertar moduladores de fase en el experimento.

Una típica figura de mérito de un interferómetro está dada por la visibilidad,

$$V = \frac{|(C_1 - C_2)|}{(C_1 + C_2)}, \quad (5.8)$$

donde C_1 y C_2 son los números de detección por unidad de tiempo de los detectores D_1 y D_2 , respectivamente. Obtenemos un visibilidad promedio entre ambas salidas y sobre los 4 estados de polarización de entrada, de $97,63\% \pm 0,2140$, conduciendo a una razón de extinción media de 16.07 dB. El número medio de detecciones cuando se aplica un voltaje a los PMs, es tal que la probabilidad de detección es máxima en una salida es 25.1 *detecciones/s* en promedio.

Una consecuencia del interferómetro MZ es que se somete a fluctuaciones de fase relativa entre cada brazo, debido a variaciones térmicas. Cualquier estado de polarización de entrada que se propaga a través de ambos brazos (cualquier estado excepto $|H\rangle$ y $|V\rangle$) sufrirá una rotación de polarización. Desafortunadamente, esta rotación no es compensada por el diseño del interferómetro Sagnac, ya que el estado de polarización que entra en el MZI, desde las dos modos de propagación ($|A\rangle$ y $|B\rangle$) son en la practica diferentes. Por lo tanto, los estados de polarización de salida en cada puerto del switch cambian dependiendo de la expansión térmica del interferómetro MZ. Este efecto puede ser mitigado por aislamiento térmico del MZI o eliminado completamente con un esquema de control de polarización activa [83].

5.2.3. Conclusión

Hemos demostrado experimentalmente un switch óptico de un solo fotón independiente de la polarización, que es capaz de enrutar de forma determinista dos modos espaciales diferentes. Además, dado que el cambio de fase es continuamente ajustable, esto permite crear cualquier superposición de estados en camino de salida, de la siguiente forma $\gamma|1\rangle + \delta|2\rangle$, donde $|1\rangle$ y $|2\rangle$ corresponde a los dos posibles salidas de el switch y $\gamma^2 + \delta^2 = 1$. Dado que utilizamos componentes comerciales disponibles en el mercado, la configuración experimental se puede implementar fácilmente en otros esquemas de comunicación cuántica, e integrarlo también en redes cuánticas.

Bibliografía

- [1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, "Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press (2004).
- [2] B. Ya. Zeldovich and D. N. Klyshko, Pisma Zh. Eksp. Tvr. Fiz. 9,69 (1969) [JETP Lett. 9, 40 (1969)].
- [3] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 25, 84 (1970).
- [4] R. W. Boyd, Nonlinear Optics. London, UK: Academic Press - Elsevier, 1977.
- [5] S.P. Walborn, C.H. Monken, S. Pádua, P.H. Souto Ribeiro, "Spatial correlations in parametric down-conversion", Physics Reports 495 (2010) 87-139.
- [6] Mark Fox, Quantum Optics an introduction, Oxford master series in physics, 2006.
- [7] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko, "Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion," Phys. Rev. A 50 5122 (1994).
- [8] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D.B. Ostrowsky, and N. Gisin, "Highly efficient photon-pair source using a Periodically Poled Lithium Niobate waveguide", Electr. Lett. 37 (2001), 26-28.
- [9] J. Von Neumann, Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik (Springer, Berlin, 1995).
- [10] V. Braginsky, F. Khalili, and K. Thorne, Quantum Measurement (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [11] M. Scully, B. Englert, and H. Walther, Nature (London) 351, 111 (1991).

- [12] P. Bertet, S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffeves, M. Brune, J. M. Raimand, and S. Haroche, *Nature (London)* **411**, 166 (2001).
- [13] S. Durr, T. Nonn, and G. Rempe, *Nature (London)* **395**, 33 (1998).
- [14] L. Neves, G. Lima, J. Aguirre, F. A. Torres-Ruiz, C. Saavedra, and A. Delgado, *New J. Phys.* **11**, 073035 (2009).
- [15] K. Banaszek, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1366 (2001).
- [16] B. G. Englert, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2154 (1996).
- [17] F. Sciarrino, M. Ricci, F. De Martini, R. Filip, and L. Mista Jr., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 020408 (2006).
- [18] R. Filip, *Phys. Rev. A* **83**, 032311 (2011).
- [19] E. Nagali, S. Felicetti, P.-L. de Assis, V. D'Ambrossio, R. Filip, and F. Sciarrino, *Sci. Rep.* **2**, 443 (2012).
- [20] J. Bergou, E. Feldman, and M. Hillery, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 100501 (2013).
- [21] C. W. Helstrom, *Quantum Detection and Estimation Theory* (Academic Press, New York, 1976).
- [22] A. S. Holevo, *J. Multivar. Anal.* **3**, 337 (1973).
- [23] H. P. Yuen, R. S. Kennedy, and M. Lax, *IEEE Trans. Inf. Theory* **21**, 125 (1975).
- [24] I. D. Ivanovic, *Phys. Lett. A* **123**, 257 (1987); D. Dieks, *ibid.* **126**, 303 (1988); A. Peres, *ibid.* **128**, 19 (1988).
- [25] C. H. Bennett, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3121 (1992).
- [26] A. Chefles and S. M. Barnett, *Phys. Lett. A* **236**, 177 (1997).
- [27] A. Chefles, *Phys. Lett. A* **239**, 339 (1998).
- [28] S. Croke, E. Andersson, and S. M. Barnett, *Phys. Rev. A* **77**, 012113 (2008).
- [29] M. Yang, A. Delgado, L. Roa, and C. Saavedra, *Opt. Commun.* **282**, 1482 (2009).
- [30] L.-M. Duan and G.-C. Guo, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4999 (1998).
- [31] O. Jimenez, J. Bergou, and A. Delgado, *Phys. Rev. A* **82**, 062307 (2010).
- [32] L. Roa, A. Delgado, and I. Fuentes-Guridi, *Phys. Rev. A* **68**, 022310 (2003).

- [33] L. Neves, M. A. Solís-Prosser, A. Delgado, and O. Jimenez, *Phys. Rev. A* **85**, 062322 (2012).
- [34] M. A. Solís-Prosser, O. Jimenez, L. Neves, and A. Delgado, *Phys. Scr.* **2013**, 014058 (2013).
- [35] A. Delgado, L. Roa, J. C. Retamal, and C. Saavedra, *Phys. Rev. A* **71**, 012303 (2005).
- [36] M. A. Solís-Prosser, A. Delgado, O. Jimenez, and L. Neves, *Phys. Rev. A* **89**, 012337 (2014).
- [37] A. K. Pati, P. Parashar, and P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **72**, 012329 (2005); S. Wu, S. M. Cohen, Y. Sun, and R. B. Griffiths, *ibid.* **73**, 042311 (2006).
- [38] J. A. Bergou, U. Herzog, and M. Hillery, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 257901 (2003).
- [39] G. B. Xavier, G. Vilela de Faria, G. P. Temporao and J. P. von der Weid, *Opt. Express* **16**, 1867 (2008).
- [40] G. B. Xavier, N. Walenta, G. Vilela de Faria, G. P. Temporao, N. Gisin, H. Zbinden, and J. P. von der Weid, *New J. Phys.* **11**, 045015 (2009).
- [41] J. Chen, G. Wu, X. Gu, E. Wu, and H. Zeng, *New J. Phys.* **11**, 065004 (2009).
- [42] F. A. Torres-Ruiz, J. Aguirre, A. Delgado, G. Lima, L. Neves, S. Padua, L. Roa, and C. Saavedra, *Phys. Rev. A* **79**, 052113 (2009).
- [43] B. Huttner, A. Muller, J. D. Gautier, H. Zbinden, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **54**, 3783 (1996).
- [44] R. B. M. Clarke, A. Chefles, S. M. Barnett, and E. Riis, *Phys. Rev. A* **63**, 040305(R) (2001).
- [45] A. S. Holevo, Bounds for the quantity of information transmitted by a quantum communication channel, *Probl.*
- [46] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [47] P. Busch, M. Grabowski, and P. J. Lahti, *Operational Quantum Physics* (Springer, Berlin, 1995).
- [48] I. D. Ivanovic, How to differentiate between non-orthogonal states, *Phys. Lett. A* **123**, 257 (1987).
- [49] A. Peres, How to differentiate between non-orthogonal states, *Phys. Lett. A* **128**, 19 (1988).

- [50] A. Acín, S. Pironio, T. Vértesi, and P. Wittek, Optimal randomness certification from one entangled bit, *Phys. Rev. A* **93**, 040102 (2016).
- [51] C.-E. Bardyn, T. C. H. Liew, S. Massar, M. McKague, and V. Scarani, Device-independent state estimation based on Bell's inequalities, *Phys. Rev. A* **80**, 062327 (2009).
- [52] J. S. Bell, On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *Physics* (Long Island City, N.Y.) **1**, 195 (1964).
- [53] M. Kleinmann and A. Cabello, Quantum Correlations are Stronger Than All Nonsignaling Correlations Produced by n -Outcome Measurements, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 150401 (2016). [
- [54] T. Vértesi and E. Bene, Two-qubit Bell inequality for which positive operator-valued measurements are relevant, *Phys. Rev. A* **82**, 062115 (2010).
- [55] J. F. Barra, E. S. Gómez, G. Cañas, W. A. T. Nogueira, L. Neves, and G. Lima, Higher quantum bound for the Vértesi-Bene-Bell inequality and the role of positive operator-valued measures regarding its threshold detection efficiency, *Phys. Rev. A* **86**, 042114 (2012).
- [56] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.117.260401> for details on the quantum bounds and the POVM settings, which includes Refs. [6,13–15].
- [57] P. M. Pearle, Hidden-variable example based upon data rejection, *Phys. Rev. D* **2**, 1418 (1970).
- [58] S. L. Braunstein and C. M. Caves, Wringing out better Bell inequalities, *Ann. Phys. (N.Y.)* **202**, 22 (1990).
- [59] M. Navascués, S. Pironio, and A. Acín, Bounding the Set of Quantum Correlations, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010401 (2007).
- [60] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
- [61] S. J. Summers and R. Werner, Maximal violation of Bell's inequalities is generic in quantum field theory, *Commun. Math. Phys.* **110**, 247 (1987).
- [62] S. Popescu and D. Rohrlich, Which states violate Bell's inequality maximally. *Phys. Lett. A* **169**, 411 (1992).
- [63] B. S. Tsirelson, Some results and problems on quantum Bell-type inequalities, *Hadronic J. Suppl.* **8**, 329 (1993).

- [64] J.-D. Bancal, M. Navascués, V. Scarani, T. Vértesi, and T. H. Yang, Physical characterization of quantum devices from nonlocal correlations, *Phys. Rev. A* **91**, 022115 (2015).
- [65] T. Kim, M. Fiorentino, and F. N. C. Wong, Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer, *Phys. Rev. A* **73**, 012316 (2006).
- [66] F. N. C. Wong, J. H. Shapiro, and T. Kim, Efficient generation of polarization-entangled photons in a nonlinear crystal, *Laser Phys.* **16**, 1517 (2006).
- [67] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger, A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons, *Opt. Express* **15**, 15377 (2007).
- [68] D. Ljunggren and M. Tengner, Optimal focusing for maximal collection of entangled narrow-band photon pairs into single-mode fibers, *Phys. Rev. A* **72**, 062301 (2005).
- [69] G. Chiribella, G. Mauro D'Ariano, and D. Schlingemann, How Continuous Quantum Measurements in Finite Dimensions are Actually Discrete, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 190403 (2007).
- [70] Philip M. Pearle, "Hidden-variable example based upon data rejection," *Phys. Rev. D* **2**, 1418–1425 (1970).
- [71] Samuel L. Braunstein and Carlton M. Caves, "Wringing out better Bell inequalities," *Ann. Phys.* **202**, 22–56 (1990).
- [72] Miguel Navascués, Stefano Pironio, and Antonio Acín, "Bounding the set of quantum correlations," *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010401 (2007).
- [73] Stephanie Wehner, "Tsirelson bounds for generalized Clauser-Horne-Shimony-Holt inequalities," *Phys. Rev. A* **73**, 022110 (2006).
- [74] Antonio Acín, Stefano Pironio, Tamás Vértesi, and Peter Wittek, "Optimal randomness certification from one entangled bit," *Phys. Rev. A* **93**, 040102 (2016).
- [75] H. Bechmann-Pasquinucci and N. Gisin, "Intermediate states in quantum cryptography and Bell inequalities," *Phys. Rev. A* **67**, 062310 (2003).
- [76] H. J. Kimble, "The quantum internet", *Nature*, 2008, 453, pp. 1023-1030.
- [77] Xiao-song, Ma.: 'A High-speed tunable beam splitter for feed-forward photonic quantum information processing ', *Opt. Express*, 2011, **19**, p. 23
- [78] M. A. Hall, J. B. Altepeter and P. Kumar.: "Ultrafast Switching of Photonic Entanglement", *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **106**, p. 053901.

- [79] P. Gonzalez, et al.: "Quantum key distribution with untrusted detectors", *Phys. Rev. A*, 2015, **92**, p. 022337.
- [80] J. Jogenfors and J.-Å. Larsson.: "Energy-time entanglement, elements of reality, and local realism", *J. Phys A-Math. Theor.*, 2014 **47**, p. 424032.
- [81] B. E. A. Saleh and M. C. Teich.: "Fundamentals of Photonics: Second edition", Wiley. 2007.
- [82] M. Fiorentino, et al.: "Spontaneous parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals", *Opt. Express*, 2007 **15**, p. 7479.
- [83] G. B. Xavier et al.: "Full polarization control for fiber optical quantum communication systems using polarization encoding", *Opt. Express*, 2008 **16**, p.1867.

