

Medición de Funciones de Correlación Temporal de Segundo Orden para diversas fuentes de luz

Juan Pablo Molano
Juan Andrés Urrea

Asesor: Alejandra Valencia

Resumen

Este experimento busca realizar mediciones que permitan obtener la función de correlación temporal de segundo orden $G^2(\tau)$ de algunas fuentes de luz actualmente utilizadas en el laboratorio de Óptica Cuántica de la universidad, como lo son la fuente de tipo Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC) y un láser. Los resultados obtenidos, cuyo comportamiento presenta gran semejanza con las predicciones teóricas de forma gaussiana para el SPDC, parámetros de ajuste óptimos presentados en el texto, y recta constante para el láser, sirven para confirmar la utilidad de dichas fuentes para experimentos actuales y futuros en este laboratorio, asegurando que las fuentes siguen el comportamiento predicho para SPDC y láser respectivamente. Se identificaron problemas sistemáticos actuales con algunos equipos disponibles en el laboratorio, los cuales no perjudicaron mayormente los resultados, pero es de gran importancia corregir. Estos se mencionan y sus consecuencias en este experimento se explican en detalle.

1 Introducción

Para trabajar con diversas fuentes de luz en el laboratorio, es necesario caracterizar su correlación tanto espacial como temporal. Esto se puede lograr obteniendo las funciones de correlación de a distintos órdenes, midiendo distintas características de la luz generada por la fuente. Para este caso, se realizan mediciones de la intensidad del campo medida. Comenzando a orden más bajo, se descarta el uso de la función de correlación de primer orden $G^{(1)}$, pues esta solo utiliza un único sensor y diversas fuentes pueden presentar iguales intensidades o espectros de frecuencia [1, 2]. Se tiene entonces la función de correlación $G^{(2)}(t_1, t_2, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$, la cual relaciona intensidades medidas por detectores en posiciones \vec{r}_1 y \vec{r}_2 en instantes de tiempo t_1 y t_2 . Para convertir esta función en una de correlación únicamente temporal, se fijan los detectores en posiciones que permanecen constantes a lo largo de todo el experimento. Se cumple entonces que la dependencia espacial desaparece.

$$G^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2) = G^{(2)}(t_1, t_2)$$

Esta función se puede escribir explícitamente, con una normalización dada, denominándose ahora $g^{(2)}(t_1, t_2)$ [2]:

$$g^{(2)}(t_1, t_2) = \frac{\langle E_1^-(t_1)E_2^-(t_2)E_1^+(t_1)E_2^+(t_2) \rangle}{\langle E_1^-(t_1)E_1^+(t_1) \rangle \langle E_2^-(t_2)E_2^+(t_2) \rangle}$$

Esta normalización viene dada por la división entre las intensidades medidas por separado en cada detector. Esta definición puede escribirse en términos del retraso temporal $\tau = t_2 - t_1$, con $t := t_1$ fijo. Se puede entonces entender la función de correlación temporal de segundo orden como la probabilidad de detección de un fotón dada la llegada anterior de otro, dentro de un retraso relativo entre los detectores. Esta es la que será obtenida en el experimento a ser descrito.

Las propiedades ópticas de la luz láser, como lo son su alta coherencia temporal y espacial son ya actualmente famosas, sin embargo vale la pena ahondar en los conceptos básicos de la fuente tipo SPDC. Consiste, a grandes rasgos, en un láser que incide en un cristal BBO de tipo II, de donde salen 2 fotones con polarización perpendicular. Estos cumplen condiciones de *Phase Matching*, tal que la frecuencia y momento del fotón incidente se divide en aproximadamente la mitad, repartándose entre los dos fotones generados. Estos se consideran correlacionados, por lo que se espera que la función $g^{(2)}(\tau)$ de esta fuente refleje esta correlación como expone [3].

2 Montaje Experimental

Para este experimento, se distinguen los montajes para la obtención de la función $G^{(2)}(\tau)$ para fuente SPDC y láser. La figura 1 muestra el utilizado para el caso del láser. Un láser He-Ne es filtrado por medio de un neutral-density filter y recibido por un acoplador a fibra óptica. El haz va luego a un beam-splitter en fibra y cada brazo va a uno de los detectores de tipo Single Photon Counter (SPC) de la marca PerkinElmer. Estos se encuentran conectados a una Field Programmable Field Array (FPGA) Spartan ZestSC1, que envía los datos de medición al programa de conteo de coincidencias disponible en el computador del laboratorio. Este programa permite una toma automatizada de datos, permitiendo fijar uno de los detectores, denominados A y B, en un retardo fijo, fijando así t en la ecuación de $g^{(2)}(\tau)$, mientras el otro barre en distintos valores de retardos desde 1 hasta máximo 15, en múltiplos enteros de 1.8 ns.

Para la fuente tipo SPDC, un láser de $\lambda \approx 406$ nm tiene su perfil corregido e incide en un cristal BBO de tipo II. Esto causa la generación de dos fotones separados en estado de polarización $|HV\rangle$ y $|VH\rangle$. Estos viajan por el aire, que se puede considerar *free-space* pues $n_{aire} \approx 1$. Los fotones son polarizados al llegar a cada acople de fibra por

polarizadores denominados *Pol* en la figura 2, cada acople aceptando una polarización perpendicular al otro. Cada fibra está conectada a uno de los detectores SPC. De igual manera que en el montaje para el láser, estos detectores se conectan a una FPGA y los datos son enviados al programa de conteo de coincidencias disponible en el computador. En la figura 2 puede observarse un diagrama del montaje utilizado para esta fuente.

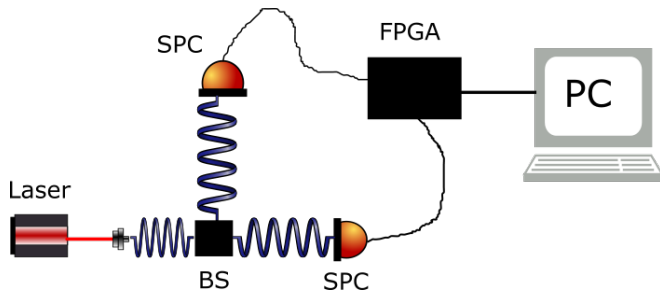


Figure 1: Montaje experimental utilizando la fuente Laser.

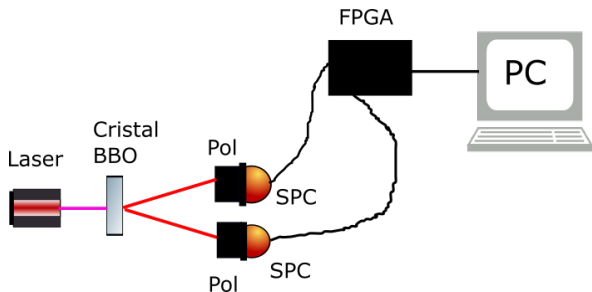


Figure 2: Montaje experimental utilizando la fuente de tipo SPDC.

3 Análisis de Datos

Para la obtención de datos, se utilizó el programa de conteo de coincidencias disponible en el computador del laboratorio de Óptica Cuántica, programado en LabView. Para cada fuente de luz, se realizaron dos tomas de datos distintas. La diferencia entre estas radica en el detector, A o B, que permanece temporalmente fijo en un retardo dado t , y el otro que barre sobre valores de τ desde 1 hasta 15, midiéndose en unidades de 1.8 ns, el máximo de resolución temporal permitido por el programa. Cada barrido se configuró para realizar 60 tomas de datos por retardo, cada toma de datos durando 1 segundo. El programa utilizado presenta la notable ventaja de que grafica en tiempo real 3 sets distintos de datos igualmente relevantes para el experimento; conteo de fotones en el detector A, conteo de fotones en el detector B y conteo de coincidencias entre A y B ocurridas en el retardo τ actual, todo esto por retardo. Estos tres conjuntos de datos son luego almacenados en el computador para ser procesados posteriormente. Estos vienen dados en formato .tds, originalmente diseñado para ser leído en LabView. Sin embargo, por facilidad de manejo, se desarrolló un código en Python que permite leer el archivo, obtener los conteos individuales por detector y de coincidencias, y así procesarlos

directamente.

3.1 Fuente SPDC

Para el análisis de los datos correspondiente a este tipo de fuente, se utilizó el código desarrollado en Python previamente mencionado. Hay 2 maneras equivalentes de obtener la función de correlación temporal de segundo orden; graficar la $g^{(2)}(\tau)$, lo cual es dividir el valor de cada conteo de coincidencias entre el producto de conteos individuales de cada detector para cada valor de retardo τ , o graficar la $G^{(2)}(\tau)$, omitiendo la división y realizando 3 gráficas: coincidencias promedio por segundo Vs τ , conteo de fotones en A y conteo de fotones en B, cada uno Vs τ . La visualización por separado de las 3 gráficas permite corroborar ciertas condiciones que se consideran necesarias para el experimento, como el hecho de que el conteo de fotones en cada detector permanezca constante a lo largo de todo el experimento. Por este motivo, se presentan los resultados obtenidos en dicho formato.

En las figuras 3 y 4 puede verse el conteo de coincidencias, sin normalización, alternando el detector que barre sobre valores de τ . En cada figura, se fija el detector respectivo en el retardo $t = 5$, facilitando la visualización simétrica de la curva obtenida con los datos. La localización temporal del detector estático también define donde teóricamente se debe encontrar el máximo de coincidencias [3]. Acompañando a estas 2 figuras, se encuentran las figuras 5 y 6, donde se observa el conteo de fotones por detector para ambas configuraciones. La presencia de un comportamiento de constante en estas 2 figuras sirve para concluir que no ocurrieron anomalías en la fuente en términos de producción de luz, e indica la falta de apariciones espontáneas de ruido.

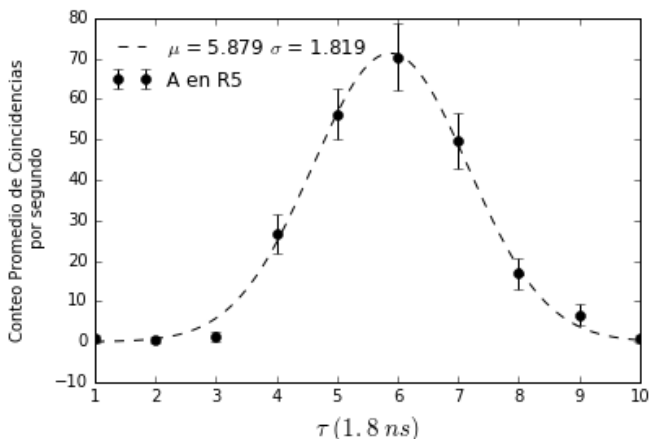


Figure 3: Coincidencias promedio por segundo vs τ para una fuente SPDC. Detector A fijo en $\tau = 5$. Detector B barre sobre $\tau \in [1, 10]$. Ajuste gaussiano en línea punteada, parámetros μ y σ de mejor ajuste mostrados.

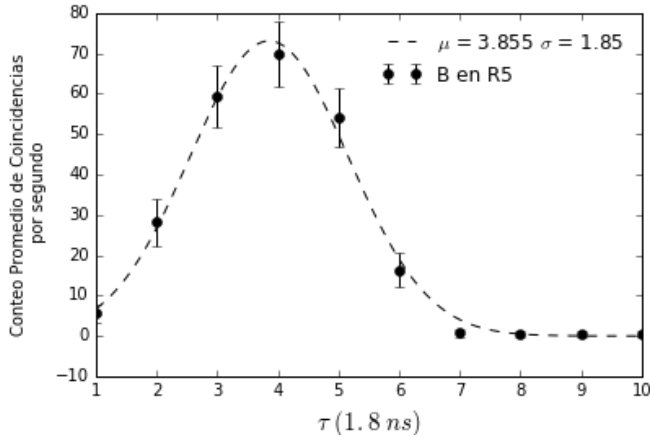


Figure 4: Coincidencias promedio por segundo vs τ para una fuente SPDC. Detector B fijo en $\tau = 5$. Detector A barre sobre $\tau \in [1, 10]$. Ajuste gaussiano en línea punteada, parámetros μ y σ de mejor ajuste mostrados.

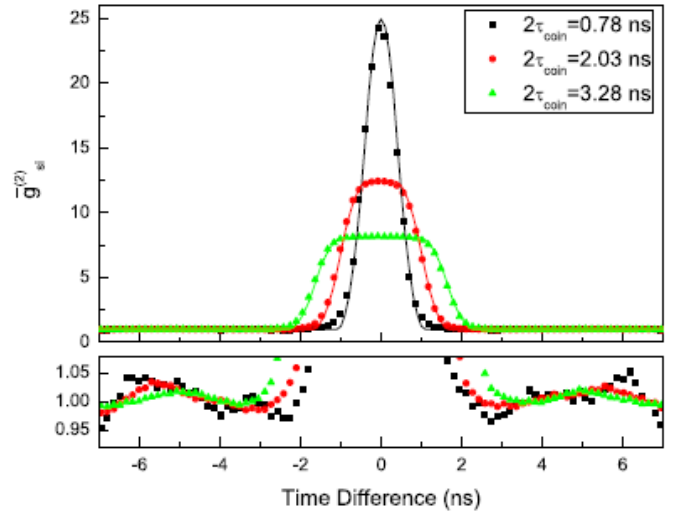


Figure 7: Resultados obtenidos por Bocquillon et al. para la $g^{(2)}(\tau)$ de una fuente SPDC [3].

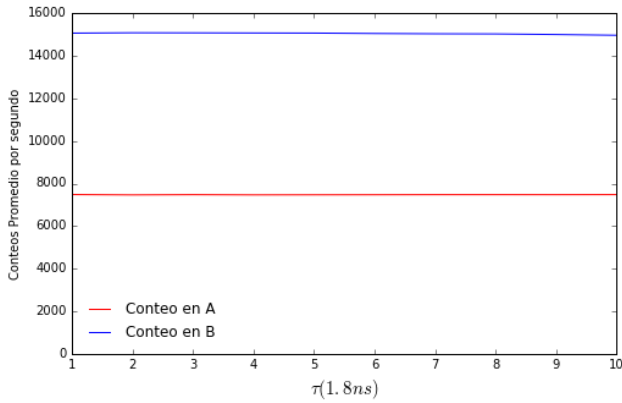


Figure 5: Conteo de fotones por detector con A fijo en el retardo $t = 5$.

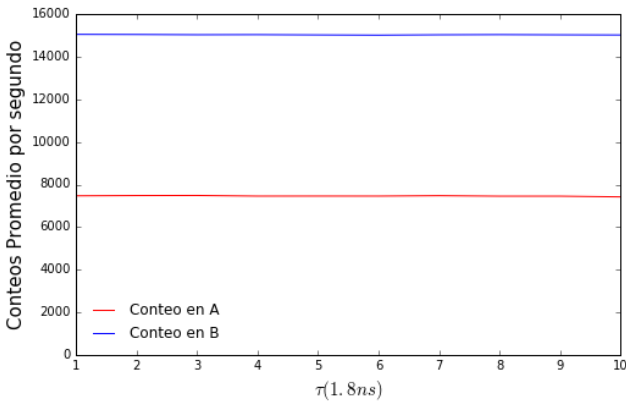


Figure 6: Conteo de fotones por detector con B fijo en el retardo $t = 5$.

Entrando ya al análisis de los datos obtenidos para la fuente de tipo SPDC, cabe resaltar que, debido a que se obtienen 60 datos por retardo τ , cada punto en las figuras 3 y 4 es el promedio de estos, y las barras de error vienen dados por la desviación estándar de estos mismos. En cada gráfica se observa el fit gaussiano realizado a los datos. En ambos puede observarse un comportamiento similar al obtenido por [3], disponible en la figura 7. Este consiste en la tendencia de los datos a 1 en valores de τ lejanos al valor t donde está fijo el detector estático, a la vez que un máximo en dicho valor donde se cumple $\tau = t$. Cabe notar que, a diferencia de las variaciones presentes en el zoom realizado en la figura 7 para los valores de la $g^{(2)}(\tau)$, los datos obtenidos en este experimento no fueron los suficientes para evidenciar dichas variaciones ya en el valle de la gaussiana. Esto se debe al límite de la resolución temporal disponible, tal que solo se podían obtener 10 datos a graficar, mientras que [3] obtiene una cantidad significativamente mayor.

Un detalle que cabe resaltar es que, según [2, 3] el máximo debe aparecer en $\tau = t$, sin embargo en los resultados obtenidos siempre se observa un corrimiento del máximo en $t \pm 1$ para τ . Esto se hace evidente en la figura 3, donde el detector estático se encuentra en $t = 5$ y el máximo se encuentra en $\tau = 6$, mientras que en la figura 4, el máximo ocurre en $\tau = 4$, con el detector A igualmente fijo en $t = 5$. No se presenta aquí una explicación para este fenómeno, sin embargo es ya un resultado histórico del laboratorio de Óptica Cuántica, y en las mediciones realizadas en el pasado se ha presentado de la misma forma. Esto no afecta perjudicialmente los resultados del experimento, pues la curva gaussiana sigue presentándose lo suficientemente cerca al τ teórico donde se debe dar el máximo, y este comportamiento ya valida la fuente como una de tipo SPDC.

3.2 Fuente Láser

Para esta fuente de luz se realiza un proceso similar al caso del SPDC. Los detectores se alternan, uno fijo en un retardo $t = 5$ y el otro barriendo sobre distintos valores de τ . Para este caso, se presentan los resultados obtenidos a manera de la función $g^{(2)}(\tau)$, tal que se incluye ya la normalización con los conteos individuales por detector. Esto se realiza pues al trabajar con un láser, es importante asegurar su estabilidad. Esta aumenta a medida aumenta el tiempo que lleva en actividad. Dado que se empezaron a hacer mediciones apenas se prendió el láser, es posible que ciertas fluctuaciones de intensidad ocurriesen, tanto en conteo de coincidencias como en los conteos individuales. Esto se vería reflejado en la aparición de variaciones en las 3 gráficas equivalentes a esta fuente de luz. Para poder ver más allá de esta limitación, se realiza la normalización directamente, tal que las variaciones en conteos individuales por detector compensen las variaciones en el conteo de coincidencias.

Para comenzar el análisis, pueden observarse la función $g^{(2)}(\tau)$ obtenida, para cada una de las 2 configuraciones de detectores realizadas, en las figuras 8 y 9. Se espera, de manera teórica, que la función $g^{(2)}(\tau)$ para un láser sea una recta constante, viniendo a significar que, sin importar en qué retardo se sitúe el detector estático A o B, si este detecta un fotón, el otro lo hará también, sin importar e retraso relativo, pues esta es una fuente de luz altamente coherente. Dicho comportamiento puede visualizarse aproximadamente en las figuras 8 y 9, donde la línea punteada es el fit a un valor constante. Tal como se esperaba, se presentan variaciones alrededor de dicho valor constante, esto debido a que, como se mencionó antes, no se dio tiempo de estabilización total al láser. Resulta especialmente notable el resultado obtenido en la figura 9, donde las variaciones son significativamente menores cuando es el detector A el que barre sobre distintos valores de τ . Explicación a estas diferencias debido al detector que barre no se presenta en este trabajo, pues es una incógnita actual para el laboratorio, y trabajos posteriores de caracterización de detectores y las FPGA podrían dar una respuesta satisfactoria. Dejando esta condición de lado, el comportamiento de los datos presenta una tendencia clara alrededor de un valor constante, como predice la teoría.

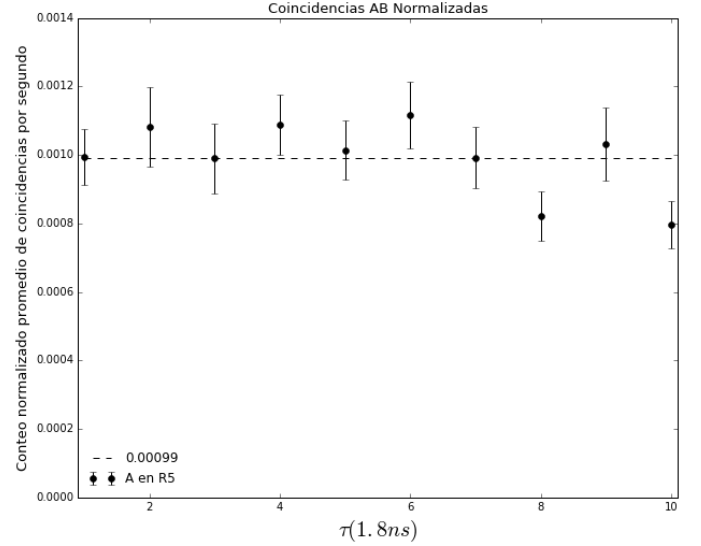


Figure 8: Coincidencias promedio normalizadas por segundo vs τ . Detector A fijo en $t = 5$, detector B barre sobre $\tau \in [1, 10]$.

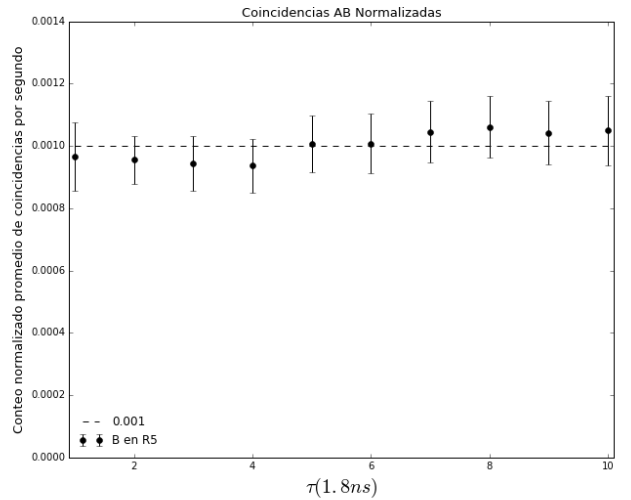


Figure 9: Coincidencias promedio normalizadas por segundo vs τ . Detector B fijo en $t = 5$, detector A barre sobre $\tau \in [1, 10]$.

4 Conclusiones

Tras la realización de este experimento y la obtención de las correspondientes funciones de correlación $G^{(2)}(\tau)$ y $g^{(2)}(\tau)$, es posible concluir diversos aspectos relevantes tanto a los resultados obtenidos como a los métodos implementados. En primer lugar, en lo que respecta a la obtención de datos de los detectores, se tuvieron que utilizar distintas alternativas de FPGA disponibles en el laboratorio, a manera de terminar cual sería la más útil para el experimento. La

aparición de anomalías en los datos, que contradicen el comportamiento teórico bajo ciertas condiciones, como lo son saltos escalonados no gaussianos cuando algún detector estaba barriendo, como se observa en la figura 10, llevó a poder identificar FPGAs con defectos. A la vez que esto permitió seleccionar la apropiada para el experimento, permite al laboratorio saber cuales deben ser reparadas o revisadas antes de su uso en experimentos venideros.

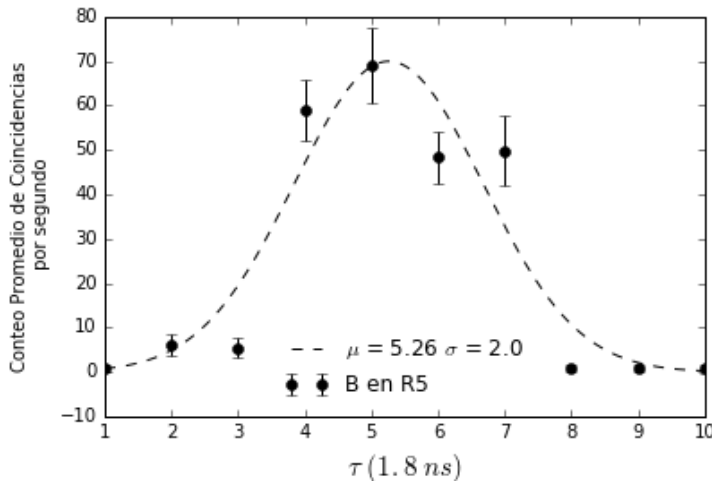


Figure 10: Coincidencias promedio normalizadas por segundo vs τ . Detector B fijo en $t = 5$, detector A barre sobre $\tau \in [1, 10]$. Se observa la aparición de un escalón al utilizar la otra FPGA Spartan ZestSC1 disponible en el laboratorio.

De manera similar, una vez la FPGA utilizada envía los datos obtenidos al computador, gracias a que se trabaja con la interfaz del programa desarrollado en LabView, era en principio necesario trabajar los datos en LabView para poderlos leer correctamente. Dada la disponibilidad limitada a equipos de la universidad de este software, se optó por desarrollar un código en Python para poder realizar el análisis de manera sencilla. Esto resalta la utilidad de este software libre, y con esto se logra también abrir las puertas a adquirir la práctica de trabajar en software libre en el laboratorio para lo que es procesamiento de datos. Las múltiples librerías y herramientas disponibles en Python hacen de este un software idóneo para trabajar los datos obtenidos, pues no surgió dependencia de LabView o de un equipo disponible únicamente en la universidad, lo que facilita el análisis de datos de manera práctica. Dicho código realizado para leer los datos en formato .tds y su tratamiento para obtener las gráficas se deja disponible en el laboratorio a manera de guía.

En lo que respecta a los resultados obtenidos, las curvas mostradas y analizadas en la sección anterior muestran un fuerte parecido a las predicciones teóricas mencionadas.

Para el caso de la fuente tipo SPDC, el comportamiento gaussiano como el presentado por [3] obtenido permite concluir que la fuente es efectivamente de tipo SPDC según su función $G^{(2)}(\tau)$. El alto de dicha función viene dado por el número máximo de coincidencias alcanzado en el montaje, lo cual viene dado por la calidad de la alineación del montaje. Para este experimento, el máximo de 75 coincidencias se considera suficiente para poder visualizar el comportamiento gaussiano. El ancho, de aproximadamente 8 ns en las figuras 3 y 4, viene definido por la resolución temporal disponible en el programa utilizado, trabajando con una ventana de coincidencias de 9ns. La forma gaussiana obtenida viene a reflejar entonces el hecho de que la fuente SPDC actualmente disponible en el laboratorio genera pares de fotones que salen juntos, tal que al detectar uno, el otro se detecta después de no mucho tiempo. La caída de la gaussiana hacia 1 viene a significar ya que, después de mucho tiempo, la coincidencia no es dada por los fotones correlacionados, sino porque vienen seguidos varios pares, y se acumulan en la medición si el retardo τ es muy grande.

Para el caso del láser, se observó anteriormente en este documento que el comportamiento presentado por los datos obtenidos se ajusta bastante a una constante, como predice la teoría. Este valor constante, ya normalizado en $g^{(2)}(\tau)$, se observa en las figuras 8 y 9. Ambos valores, para cada configuración de detectores, son bastante cercanos. Esto, junto con el comportamiento gaussiano obtenido para la fuente de tipo SPDC, reflejan el éxito del experimento a grandes rasgos. Sin embargo, aparece de nuevo la diferencia de resultados según la configuración de detectores, la diferencia en variaciones alrededor del valor constante, al igual que en el caso del SPDC donde la gaussiana se desplaza. De esto se concluye que, a la vez que el experimento arroja resultados acordes a la teoría para ambas fuentes de luz utilizadas, también resaltó fallas técnicas que deben ser corregidas como trabajo futuro.

5 Bibliografía y Material Utilizado

1. A. Valencia. "High-Accurate Nonlocal Timing and Positioning Using Entangled Photon Pairs" Tesis Doctoral (2005).
2. C. Gerry & P. Knight, "Introductory Quantum Optics" Cambridge University Press.
3. E. Bocquillon, C. Couteau, M. Razavi, R. Laflamme & G. Weihs. "Coherence measures for heralded single-photon sources", Phys. Rev. A, **79**, 035801 (2009).

Firma Asesor