

# Exploring Entanglement in Photon Pairs Generated by PPKTP Nonlinear Crystals

Samuel Murillo Herrera<sup>1</sup> and Advisor: Mayerlin Nuñez Portela<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia.

## 1. Introducción

El entrelazamiento cuántico constituye uno de los pilares fundamentales de la mecánica cuántica y su carácter no local no tiene análogo en la física clásica [1]. Hoy se reconoce como recurso para tecnologías cuánticas de segunda generación: computación e información cuántica [2], criptografía y distribución de claves (QKD) [3], metrología, teleportación, entre otras. En este marco, la Conversión Paramétrica Descendente Espontánea (SPDC) en cristales no lineales se ha consolidado como el método predominante para generar pares de fotones entrelazados [4], pues en este proceso un fotón de bombeo decae en dos fotones (*signal* e *idler*) que exhiben correlaciones en múltiples grados de libertad [5], principalmente debido a las condiciones de *phase-matching* que mantienen la conservación simultánea de la energía ( $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ ) y el momento lineal ( $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i$ ). Los cristales de *Titanyl Fosfato de Potasio periódicamente polarizado* (PPKTP, véase la Figura 1) emplean *quasi-phase-matching* (QPM) para satisfacer  $k_p = k_s + k_i + 2\pi/\Lambda$ , ampliando el rango espectral de operación y maximizando el coeficiente no lineal efectivo. El enfoque principal de este trabajo es cuantificar el entrelazamiento en el dominio tiempo-frecuencia usando cristales PPKTP en configuración de Tipo-0, cuya dinámica es altamente sensible a la longitud de onda de bombeo y a la temperatura del cristal [6].

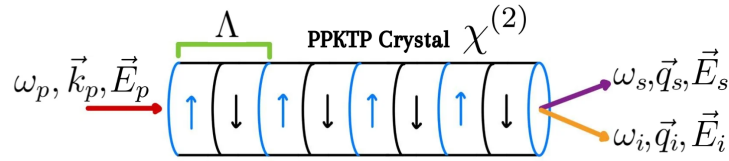


Figura 1: Ilustración de un cristal PPKTP de periodo  $\Lambda$  para la generación de pares de fotones a través del proceso SPDC.

## 2. Metodología

Se implementó el montaje de la Figura 2 para explorar el entrelazamiento tiempo-frecuencia. Por un lado, se evaluaron las correlaciones temporales analizando la estadística de emisión mediante la función de correlación de segundo orden en configuración Hanbury Brown-Twiss (HBT), donde el modo *idler* actúa como heraldo, el modo *signal* se divide en un BS 50/50 y el histograma de retardos *Start-Stop* reconstruye

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}_s^\dagger(t+\tau) \hat{E}_i^\dagger(t) \hat{E}_i(t) \hat{E}_s(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{E}_s^\dagger(t+\tau) \hat{E}_s(t+\tau) \rangle \langle \hat{E}_i^\dagger(t) \hat{E}_i(t) \rangle} \quad (1)$$

como función del retardo  $\tau$  [7]. Esta medición se repite barriendo la temperatura del cristal identificando los distintos regimenes de emisión para estudiar su efecto sobre la tasa de generación y la estadística de pares.

Ahora bien, para estudiar las correlaciones espectrales se acoplaron dos monocromadores al módulo de detección del montaje (2); luego, la cuantificación del entrelazamiento frecuencial se obtiene a partir de la Intensidad Espectral Conjunta (JSI), registrando coincidencias en la grilla  $(\omega_s, \omega_i)$  para distintas temperaturas, pues si  $f(\omega_s, \omega_i)$  es factorizable, el estado es espectralmente puro; en caso contrario, revela entrelazamiento en frecuencia; estas correlaciones se cuantifican usando el número de Schmidt  $K = (\sum_n \lambda_n^2)^{-1}$ , donde  $\{\lambda_n\}$  es el espectro de la descomposición de Schmidt  $f_{s,i} = \sum_j \sqrt{\lambda_j} \psi_{s,j} \phi_{i,j}$  [8–10]. Aquí se emplean dos métodos complementarios para extraer el número de Schmidt espectral  $K_\omega$ : el primero aplica la descomposición en valores singulares (SVD) directamente sobre la JSI, obteniendo los coeficientes de Schmidt;

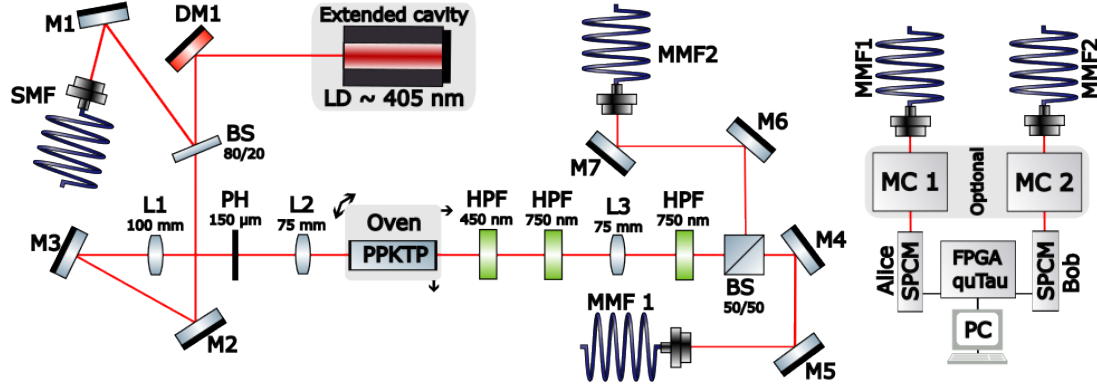


Figura 2: Esquema del montaje experimental para PPKTP Tipo-0 (Laboratorio Q-506). Se emplea un diodo láser de 405 nm en configuración de Littrow para asegurar emisión en modo espectral único. El haz se filtra espacialmente mediante un *pinhole* antes de incidir sobre el cristal PPKTP en horno de precisión térmica. Los fotones generados pasan por filtros pasa-altas para suprimir la radiación del bombeo. La detección se realiza en caminos independientes con módulos SPCM; el análisis de coincidencias temporales se procesa con una unidad FPGA/quTau. La caracterización espectral se realiza incorporando monocromadores en cada brazo de detección.

el segundo aproxima la JSI como una elipse gaussiana y extrae las anchuras diagonal  $\sigma_d$  y antidiagonal  $\sigma_a$  para calcular analíticamente  $K_\omega$  [11]:

$$K_\omega \approx \frac{\sigma_d^2 + \sigma_a^2}{2\sigma_d\sigma_a}, \quad (2)$$

donde  $\sigma_d \approx \sigma_a$  corresponde al caso no entrelazado ( $K_\omega = 1$ ), y una mayor asimetría entre ambas anchuras indica correlaciones espectrales crecientes. La comparación entre ambos métodos valida la consistencia de los resultados y la robustez de la aproximación gaussiana bajo distintas condiciones de temperatura y longitud de onda de bombeo.

### 3. Resultados

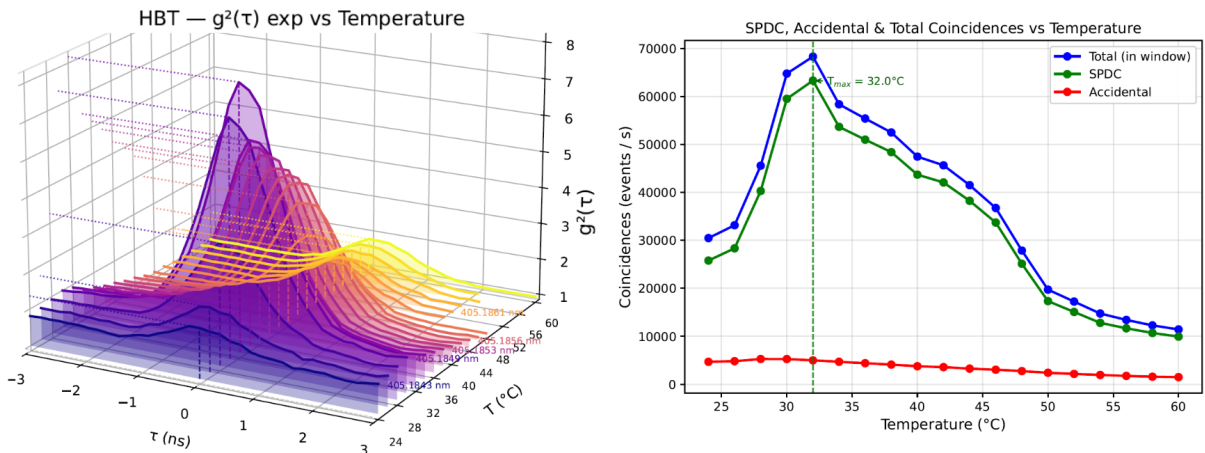


Figura 3: A la izquierda, las mediciones experimentales de la función  $g^2(\tau)$  en función de la temperatura del cristal. A la derecha, el resumen de coincidencias totales, accidentales y provenientes del proceso SPDC en función de la temperatura del cristal. Note cómo los máximos de ambas gráficas se encuentran alrededor de  $32^\circ\text{C}$ , temperatura que corresponde con la transición de un régimen espacial no colineal a uno colineal.

Con el montaje propuesto, se ajustó la longitud de onda del láser de bombeo a  $(405,185 \pm 0,001)$  nm y se registraron histogramas de tiempo de llegada (*Start-Stop*) para medir la función  $g^{(2)}(\tau)$ . Se realizó un barrido de la temperatura del cristal desde  $(24,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  hasta  $(60,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  en pasos de  $2^\circ\text{C}$ . Mediante un ajuste Gaussiano preliminar, se extrajeron los valores experimentales de conteos de SPDC y coincidencias accidentales (Fig. 3). Según se sabe, la función de correlación de segundo orden puede caracterizar la estadística de emisión de una fuente; en este caso, el hecho de que surjan distribuciones gaussianas por encima de estadísticas conocidas del fondo ( $g_{\text{Luz Láser}}^2(0) = 1$ ,  $g_{\text{Luz Térmica}}^2(0) = 2$ ) muestra una clara señal de correlaciones temporales entre los fotones detectados en cada brazo del montaje.

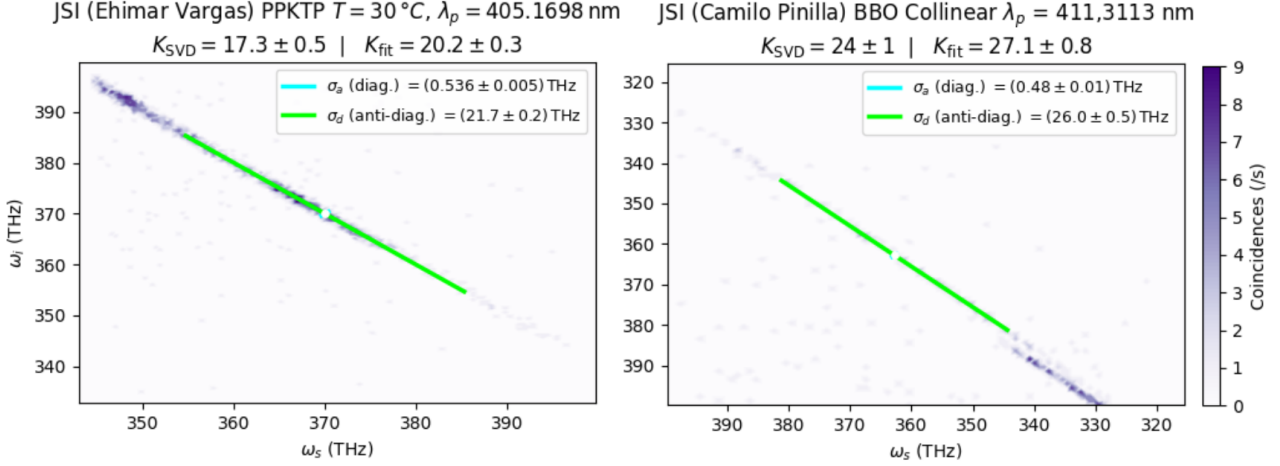


Figura 4: JSI (con fondo de coincidencias accidentales extraído) de un PPKTP y un BBO medidos por Ehimar Vargas (Uniandes) y Camilo Pinilla (Uniandes) respectivamente. Se hallaron los números de Schmidt aplicando una SVD y se comparó con la aproximación gaussiana. Note que hay artefactos no deseados de los JSI probablemente debido a saltos en la longitud de onda de los láseres.

Por otro lado, se analizaron dos JSI diferentes; uno para un PPKTP tipo-0 medido por Ehimar Vargas (Uniandes) y el otro para un BBO extraído por Camilo Pinilla (Uniandes). Vea la Figura 4. Estos datos fueron tomados haciendo un barrido en longitudes de onda, por lo que se hizo el cambio a frecuencias y se realizó una limpieza de las coincidencias accidentales del fondo para graficar puntos relevantes. Así pues, se calcularon los valores del número de Schmidt usando los dos métodos mencionados; uno aplicando la SVD directamente sobre la grilla de los datos y otro realizando el ajuste gaussiano, tomando los anchos diagonal y antidiagonal de las distribuciones bidimensionales (vea la Ecuación 2). Note que, el hecho de que los valores extraídos del número de Schmidt son mayores a uno, son una señal clara de las correlaciones espectrales entre los fotones captados por brazos independientes en el módulo de detección del montaje.

#### 4. Conclusiones

Se caracterizaron experimentalmente las correlaciones cuánticas de pares de fotones generados por SPDC en dos dominios complementarios. En el dominio temporal, las mediciones de  $g^{(2)}(\tau)$  con bombeo a  $(405,185 \pm 0,001)$  nm revelaron distribuciones gaussianas por encima de las cotas de referencia para luz láser ( $g^{(2)}(0) = 1$ ) y térmica ( $g^{(2)}(0) = 2$ ), confirmando correlaciones temporales genuinas entre los fotones detectados en brazos independientes. El barrido de temperatura entre  $(24,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  y  $(60,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  permitió identificar el máximo de coincidencias SPDC alrededor de  $32^\circ\text{C}$ , temperatura que delimita la transición del régimen de emisión no colineal al colineal bajo las condiciones de QPM del cristal. En el dominio espectral, el análisis de las JSI para un cristal PPKTP Tipo-0 y un BBO mediante SVD y ajuste gaussiano de los anchos diagonal y antidiagonal arrojó valores  $K_\omega > 1$  en ambos casos, evidenciando correlaciones espectrales entre los modos *signal* e *idler*; la consistencia entre ambos métodos valida además la aproximación elíptica gaussiana como herramienta ágil para estimar la pureza espectral.

Como trabajo futuro, resulta de interés extender la plataforma hacia otros grados de libertad: los modos transversales, cuantificables mediante el número de Schmidt espacial  $K_\perp$  a partir de mediciones de

coincidencias en el plano transversal, y la polarización, accesible con cristales PPKTP Tipo-II mediante la desigualdad CHSH. Complementariamente, un estudio sistemático de  $K_\omega$  en función de la temperatura y la longitud de onda de bombeo permitiría mapear las condiciones bajo las cuales la JSA se aproxima a un estado espectralmente puro ( $K_\omega \approx 1$ ), información relevante para el diseño de fuentes de fotones indistinguibles en aplicaciones de información cuántica.

## 5. Consideraciones Éticas

Este proyecto es de naturaleza monográfica y experimental. La investigación no presenta conflictos de interés ni involucra actividades con seres humanos o poblaciones. Todas las fuentes de información utilizadas serán debidamente referenciadas y se respetará en su totalidad la propiedad intelectual de terceros. Asimismo, los datos obtenidos en los experimentos estarán disponibles para el público bajo solicitud. Debido al carácter estrictamente técnico y físico de la investigación, no se considera necesaria la revisión del proyecto por parte del Comité de Ética de la Facultad de Ciencias.

## Referencias

- [1] J. Preskill, California institute of technology **16**, 1 (1998).
- [2] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000) first edition.
- [3] C. H. Bennett and G. Brassard, Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing , 175 (1984).
- [4] C. Couteau, Contemporary Physics **59**, 291 (2018).
- [5] P. G. Kwiat, Journal of modern optics **44**, 2173 (1997).
- [6] M. V. Jabir and G. K. Samanta, **7**, 12613.
- [7] M. Fox, *Quantum Optics: An Introduction* (Oxford University Press, Oxford, 2006).
- [8] K. Zielnicki, K. Garay-Palmett, D. Cruz-Delgado, H. Cruz-Ramirez, M. F. O'Boyle, B. Fang, V. O. Lorenz, A. B. U'Ren, and P. G. Kwiat, Journal of Modern Optics **65**, 1141 (2018).
- [9] C. K. Law and J. H. Eberly, Physical Review Letters **92**, 127903 (2004).
- [10] H. Di Lorenzo Pires, C. H. Monken, and M. P. van Exter, Physical Review A **80**, 022307 (2009).
- [11] R. Pradhan and G. Kulkarni, «Full Schmidt characterization of spatiotemporally entangled states produced from spontaneous parametric down-conversion,» 2602.07949 .