

Medición de la evolución temporal del entrelazamiento de una fuente pulsada de pares de fotones entrelazados

Measurement of entanglement evolution of a pulsed entangled photon pairs

Mónica B. Agüero*

Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones CEILAP (CITEDEF-CONICET)
Juan Bautista de La Salle 4397 – (B1603ALO) Villa Martelli – Prov. Buenos Aires – Argentina

Recibido: 15/02/15; aceptado: 24/08/15

En este trabajo se presenta el diseño y caracterización de una fuente de fotones entrelazados generados en forma de pulsos de nanosegundos bien separados, de interés para muchas aplicaciones de investigación básica y aplicada. Los pares de fotones se crean por fluorescencia paramétrica en cristales no lineales BBO tipo I bombeados con un láser pulsado Q-switch en 355 nm. Este láser permite producir pares de fotones en el pico de eficiencia de los fotodiodos de silicio, alrededor de 710 nm. Este trabajo incluye el reporte de la medición de la variación temporal del parámetro S_{CHSH} y de la Concurrencia alcanzando valores promedios de $S_{CHSH} = (2.60 \pm 0.01)$ y $C = (0.84 \pm 0.06)$. En todos los casos las coincidencias se determinaron una vez finalizado el experimento en base a las mediciones de los tiempos de detección de cada fotón (time stamping).

Palabras clave: fotones en estados entrelazados, fluorescencia paramétrica, desigualdades de Bell.

The design and characterization of a pulsed source of correlated photons is presented. Polarization-entangled pairs of photons are generated using the process of spontaneous parametric down-conversion in a two-BBO-I crystal geometry. The crystals are pumped with a ns-pulse Q-switched laser at 355 nm wavelength. The correlated photon pairs are therefore produced in the peak photon detection efficiency of silicon avalanche photodiodes (710 nm). We report the time-resolved measurement of the S_{CHSH} parameter and the quantum Concurrence. The averaged values obtained for this source are $S_{CHSH} = (2.64 \pm 0.01)$ and $C = (0.84 \pm 0.06)$. We record the time of the detection of each single photon (time-stamping) and in all the tests the number of coincidences are determined after the experiment has ended.

Keywords: photon entangled states, spontaneous parametric down-conversion, Bell's inequalities.

I. INTRODUCCIÓN

El entrelazamiento (“*entanglement*”) es uno de los fenómenos más característicos y sorprendentes de la Mecánica Cuántica que se observa en algunos sistemas cuánticos compuestos, en el que su estado no puede representarse como el producto de estados independientes de cada subsistema. Este fenómeno produce correlaciones no clásicas entre los resultados de las medidas realizadas sobre sistemas remotos, a menudo referidas como correlaciones no locales [1].

El fenómeno de entrelazamiento permite realizar tareas que son imposibles dentro de la mecánica clásica. El uso de estados entrelazados es un recurso clave para las nuevas tecnologías de procesamiento de información cuántica, como los protocolos de teleportación [2], código superdenso [3] y encriptación cuántica o distribución cuántica de claves [4,5], entre otros. Además, estas correlaciones no locales también permiten estudiar problemas en el área de fundamentación de la Mecánica Cuántica [6-9].

El proceso de fluorescencia paramétrica (spontaneous parametric down-conversion) es una de técnicas más difundidas para generar fotones en estados

entrelazados. En este esquema, la producción de pares de fotones correlacionados se logra bombeado uno o más cristales no lineales con un láser. El bombeo con un láser de emisión continua y ancho de banda angosto es uno de los más usados. Sin embargo, existen otros regímenes de interés además del caso continuo. Por ejemplo, en el esquema de distribución cuántica de claves (QKD) a grandes distancias o por aire libre, es conveniente conocer los instantes de tiempo en que es posible que llegue un par entrelazado válido, sin dar tiempo a que se filtre un espía. En estos casos es recomendable, y en algunos, imprescindible, el uso de una fuente pulsada de fotones entrelazados. Una fuente pulsada con pulsos bien separados (decenas de microsegundos) y relativamente largos (decenas de nanosegundos) permiten, entre otras cosas, testear el llamado “loophole de coincidencias” [10] y estudiar la evolución del entrelazamiento en el tiempo durante el pulso de bombeo.

En este trabajo se describe la construcción y caracterización de una fuente pulsada de fotones correlacionados producidos en forma de pulsos de nanosegundos. Se registraron los tiempos de detección de cada fotón (lo que se llama “time stamping”) y de la

* maguero@citedef.gob.ar

emisión de todos los pulsos de bombeo para evaluar, a posteriori, la evolución temporal del parámetro de Bell S_{CHSH} y la Concurrencia cuántica durante el pulso.

II. FUENTE PULSADA DE PARES DE FOTONES ENTRELAZADOS

Los pares de fotones entrelazados en polarización se generaron por fluorescencia paramétrica usando un par de cristales no lineales BBO ($3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ cada uno) cortados para phase-matching tipo I, con sus ejes ópticos rotados a 90° (proveedor: Castech). En esta condición, los fotones que emergen del medio no lineal forman conos concéntricos alrededor del haz de bombeo con el mismo estado de polarización, ortogonal a la del haz incidente. Si el haz de bombeo está polarizado a 45° , existe igual probabilidad de generar una superposición coherente de fotones en ambos cristales (las pérdidas por el pasaje a través del primer cristal son irrelevantes). Si la longitud de coherencia de la luz incidente es mayor que el espesor de los dos cristales juntos, los fotones producidos en el primer cristal no pueden distinguirse espacial o temporalmente de aquellos producidos en el segundo (figura 1) y, en el caso degenerado ($\lambda_s = \lambda_i$), los conos con polarización H y V se solapan.

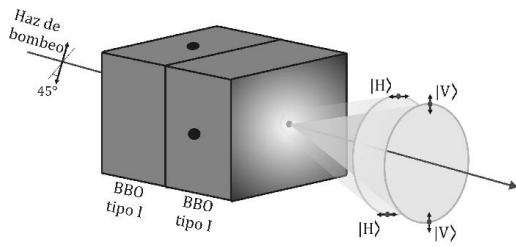


Figura 1: Esquema para generar fotones entrelazados en polarización usando dos cristales BBO tipo I. Los puntos sobre las caras de los cristales indican la orientación de sus ejes ópticos.

Para bombear el cristal generador de pares se diseñó y construyó especialmente un láser de estado totalmente sólido de Nd:YVO₄ triplicado en frecuencia que emite pulsos con una duración de nanosegundos con una repetición de hasta 100 kHz. El bombeo transversal con un único arreglo de diodos, con acople directo de la radiación del bombeo al medio activo, da como resultado un dispositivo compacto con alineación estable y robusta, que tiene muchas aplicaciones prácticas inmediatas [11]. Este láser opera en el régimen pulsado con la técnica de Q-switch activo y cuenta con una etapa de doblado y triplicado en frecuencia usando cristales no lineales KTP y LBO afuera de la cavidad.

El láser de bombeo emite $\approx 4 \text{ mW}$ de radiación linealmente polarizada en 355 nm a 60 kHz (con una duración de pulso FWHM de 35 ns) con una longitud de coherencia de $l_c = 14 \text{ mm}$ (mucho mayor que el largo de los cristales BBO). En la figura 2 se presenta un esquema del arreglo experimental.

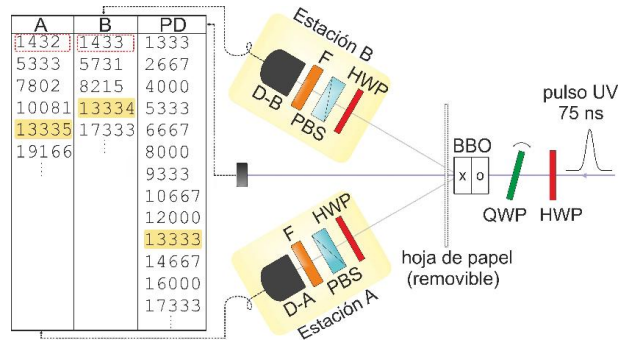


Figura 2: Esquema del dispositivo experimental. HWP: lámina de media onda; QWP: lámina de cuarto de onda; BBO: dos cristales BBO cortados para phase-matching tipo I; PBS: cubo separador de polarización; F: filtros interferenciales; D-B y D-A: SPCM. En la tabla se indican el tiempo de detección de cada fotón (A, B) y el de cada pulso (PD). El tiempo natural para la detección de un fotón T_{nat} es un intervalo de 75 ns (la duración completa del pulso) sincronizada con la señal de alerta PD. Esta tabla está en unidades de T_{res} (12.5 ns en nuestro experimento). En la primera línea hay una coincidencia ($T_w^{AB} \geq 1$, ó 12.5 ns) entre A y B pero cae afuera de T_{nat} (se supone que todos los delays son cero). Se observa una coincidencia adentro de T_{nat} en el registro 13335 de la columna A.

A la salida de los cristales los fotones se encuentran, en general, en un estado de la forma:

$$|\psi_{12}\rangle = \cos \phi_p |H\rangle_s |H\rangle_i + \sin \phi_p e^{i\phi} |V\rangle_s |V\rangle_i \quad (1)$$

Para alcanzar uno de los estados de Bell, en el camino del haz de bombeo se colocan láminas de media onda (HWP) y de cuarto de onda (QWP). Con la primera se rota la polarización del láser para que $\phi_p = 45^\circ$. La fase de los pares de fotones creados en los diferentes cristales está dada por ϕ . Esta fase en general no es nula debido a la birrefringencia de los cristales y se corrige con la QWP que permite controlar la fase relativa entre las componentes H y V del haz de bombeo. En este experimento se generaron pares de fotones en el estado $|\phi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle - |V\rangle|V\rangle)$.

La detección se realiza en las estaciones A y B como se muestra en figura 2. Se emplearon fotodiodos de avalancha de silicio (SPCM - single-photon counting modules) SPCM-AQR-13-FC de Perkin-Elmer. Los fotones atraviesan un sistema óptico formado por filtros interferenciales ($\Delta\lambda=10 \text{ nm}$ en 710 nm), objetivos de microscopio y fibras ópticas multimodo (con un núcleo de $100 \mu\text{m}$ y $N.A. = 0.29$) que acoplan la luz a los SPCM. Las correlaciones en polarización se midieron usando cubos polarizadores PBS.

El time stamping se realizó con una tarjeta de adquisición de datos PCI-6602 de National Instrument para conteo digital de cuentas en hasta 8 canales. Las mediciones se realizaron usando un programa en Labview que genera tres archivos en formato ASCII con los tiempos de detección: uno para cada detector (series A y B) y un tercero con los tiempos de emisión de los pulsos de Q-switch (usando un fotodiodo rápido). La resolución temporal es de 12.5 ns y está dada por el reloj interno de la placa de conteo. Esta resolución es

inferior a la alcanzada en experimentos con time-stamping más sofisticados pero, para los propósitos de este trabajo, esta aproximación es una solución aceptable en un balance entre costo y beneficio.

Este experimento tiene dos características notables: el láser pulsado que bombea el cristal no lineal genera pares de fotones en el pico de detección de los SPCM (710 nm), y las coincidencias se determinan en base a mediciones con resolución temporal (time stamping). Así, es posible determinar cualquier parámetro de correlación variando la ventana de coincidencias y los delays relativos a voluntad, aun después de finalizado el experimento. Esta propuesta permite además reducir la relación señal/ruido, que es especialmente importante para el caso de QKD con propagación por aire libre.

III. COINCIDENCIAS ACCIDENTALES EN EL REGIMEN PULSADO

En esta clase de experimentos, además de los fotones entrelazados se detectan, en general, un gran número de fotones no correlacionados (o “ruido”). Estos últimos producen coincidencias accidentales que es preciso tener en cuenta. Para realizar las medidas de entrelazamiento (cálculo del parámetro S_{CHSH} , por ejemplo) que se describen en este trabajo es necesario conseguir una tasa alta entre las coincidencias válidas y las accidentales. En el régimen pulsado un gran número de fotones interactúan con el cristal en un intervalo de tiempo muy corto (decenas de nanosegundos, en este experimento). El “ruido” producido por los fotones no correlacionados llega al mismo tiempo que la “señal” producida por los fotones correlacionados, por lo que no es posible librarse de él simplemente reduciendo el tamaño de la ventana de coincidencias, como es usual en el caso de bombeo continuo. Este problema se estudia en detalle en [12] donde se describe métodos prácticos para el cálculo del número de coincidencias accidentales.

Si t_A y t_B son los tiempos en que se detectan fotones en los detectores A y B, éstos son coincidentes si $|t_A - t_B| \leq T_w$ donde T_w es la duración de la ventana de coincidencias. De acuerdo con esta definición, el intervalo de tiempo total dentro del cual dos detecciones pueden ser coincidentes es $2 \times T_w + T_{res}$, siendo T_{res} la resolución de la placa de conteo. En la mayoría de los experimentos realizados $T_w \gg T_{res}$ y el valor de T_w es fijo, dado por el diseño de la electrónica de conteo de coincidencias. En estos casos, las coincidencias se determinan a medida que transcurre el experimento. Por otro lado, cuando se implementa la técnica de time-stamping se almacenan todos los valores de t_A y t_B , permitiendo variar el valor de T_w una vez concluido el experimento [7-9]. Además, en nuestro caso de bombeo pulsado, también se almacena el tiempo de emisión de cada pulso.

Para observar la evolución temporal de la correlación se necesita conocer la distribución de las coincidencias accidentales adentro del pulso de bombeo. Para ello se divide el pulso en tantos intervalos como sea posible, donde la limitación está dada por T_{res} . En este caso, el número de coincidencias accidentales por

segundo en el intervalo j adentro del pulso se calcula como [12]

$$R_{acc}(j) = \frac{R_A(j) \times [R_B(j-1) + R_B(j) + R_B(j+1)]}{f_{rep}} + 3 \times R_d^2 \times T_{res}, \quad (2)$$

donde $R_A(j)$ y $R_B(j)$ son la tasa de eventos, en la posición j del pulso, registrados en los detectores A y B, respectivamente. El último término, donde R_d es el número de cuentas de oscuridad de los detectores, es usualmente despreciable.

Medición de R_{acc}

Para medir de manera simple las coincidencias accidentales se colocó una hoja de papel blanca detrás de los cristales BBO como se muestra en la figura 2. El tercer armónico del láser de Nd:YVO₄ incide sobre la hoja de papel emitiendo fotones en diferentes direcciones y en un amplio rango de longitudes de onda. Estos fotones no presentan ninguna correlación y son emitidos a la misma frecuencia de repetición de los pulsos de Q-switch. La hoja de papel también bloquea los fotones correlacionados que se producen en los cristales. Las mediciones se hicieron variando el número de fotones que llegaba a cada detector. En estas condiciones se registró un conjunto de series temporales a partir de las cuales se calculó las coincidencias accidentales. El tiempo de adquisición para cada serie fue de 53.68 s (una “rampa”). Durante ese intervalo de tiempo cada detector registró entre 4.5×10^4 y 27×10^4 eventos y el fotodiodo detectó $\approx 3.24 \times 10^6$ pulsos. Se verificó que no hubiese correlación en polarización observando que la tasa de coincidencias no variara cuando se modificaba las orientaciones $\{\alpha, \beta\}$ del par de polarizadores (uno en cada estación).

Primero se determinó el tiempo natural de detección T_{nat} . Este valor define el intervalo de tiempo durante el cual se espera que aparezcan coincidencias válidas. Para ello debe determinarse el corrimiento (delay) óptimo entre las series. En un dispositivo experimental ideal el delay óptimo es cero y el reloj de la placa de conteo define la resolución temporal. Sin embargo, estos valores ideales podrían modificarse debido a imperfecciones (por ejemplo, tiempos de respuesta diferentes de los detectores, dispersión de las señales electrónicas, diferencia en el largo de los cables de los detectores a la placa, etc.). Para encontrar el delay óptimo entre dos series se desplazó temporalmente una de las series en pasos de 12.5 ns (la resolución de la placa) y se graficó el número de coincidencias en función de este corrimiento. Como criterio se consideró que este delay sea aquel que maximice las coincidencias escogiendo la menor ventana T_w posible (12.5 ns en este caso). Esta información se utiliza para determinar las tasas de fotones $R_A(j)$ y $R_B(j)$ en cada posición adentro del pulso para luego calcular R_{acc} (ec. 2).

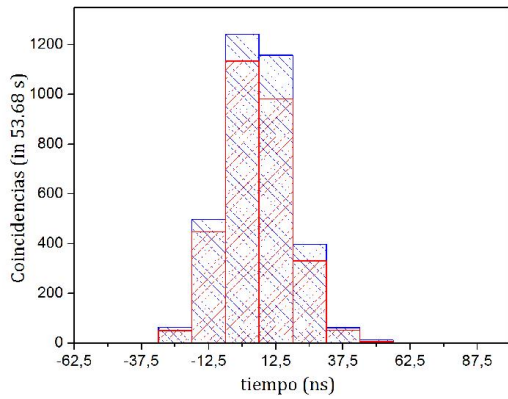


Figura 3: Distribución de coincidencias accidentales adentro del pulso de bombeo. El pulso está centrado en $t = 0$ ns. //// medidas directamente; ///// estimadas en base a la distribución de fotones (ec. 2). Archivos: S9D11528, S9D21528 y S9D31528.

En la figura 3 se muestra, a modo de ejemplo, la distribución temporal de las coincidencias accidentales calculadas a partir de la ec. 2 y también las medidas directamente. En todas las mediciones se presenta el mismo comportamiento: los valores calculados son menores que los medidos. Esta desviación es mayor en el centro del pulso y despreciable en las colas. En consecuencia, la ec. 2 subestima el número real de coincidencias accidentales alrededor de un 10% en el centro del pulso, y esto produce que se calcule un valor de entrelazamiento menor que el “real”. Esta subestimación se debe a que la ec. 2 no tiene en cuenta el factor de forma del pulso (para más detalles ver [12]). De todos modos, aún sin tener en cuenta este factor de forma (que puede medirse para cada posición j en el pulso) la ec. 2 sigue siendo una herramienta útil para estimar el valor de R_{acc} .

IV. EVOLUCIÓN TEMPORAL DEL ENTRELAZAMIENTO

El entrelazamiento de un sistema de dos partículas puede evaluarse a través de diferentes medidas. Una de las más usadas es el parámetro de Bell S_{CHSH} (de Clauser, Horne, Shimony y Holt). Un sistema cuántico de dos partículas entrelazadas viola las desigualdades del Bell ($S_{CHSH} \leq 2$) [13]. Sin embargo, un estudio más general del grado de entrelazamiento de un sistema bipartito requiere de una medida que tenga en cuenta si el estado es puro o mixto. Por este motivo, este test se complementa con otra medida importante del entrelazamiento cuántico: la Concurrencia [14].

Medida de las correlaciones

Para realizar las medidas de entrelazamiento se detectaron fotones correlacionados (se retiró la hoja de papel blanco, ver figura 2) para diferentes orientaciones $\{\alpha, \beta\}$ de los polarizadores. A partir de estas mediciones se generaron archivos con los tiempos de detección de los fotones en las estaciones A y B, y de los pulsos de Q-switch. Debido a la gran cantidad de datos que tiene la lista de los pulsos de bombeo ($6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ detecciones), la adquisición de eventos se realizó en varias series de

una rampa. En las estaciones A y B se registraron, en promedio, (1400 ± 45) y (1050 ± 35) eventos por segundo, respectivamente. La diferencia en el número de detecciones se debe a que los detectores tienen distintas eficiencias de detección y cuentas de oscuridad (en este caso, 250 y 100 cuentas de oscuridad por segundo para los detectores A y B, respectivamente). Se optimizaron los delays de las series y se obtuvo el valor de T_{nat} . Para obtener el número de coincidencias válidas, o correlacionadas, se restaron las coincidencias accidentales (calculadas usando la ec. 2) del número total de coincidencias medidas.

En la figura 4 se muestra las curvas de coincidencias en función de los ángulos $\{\alpha, \beta\}$ para el pulso completo. Además, se grafica el número de eventos que registró cada detector, mostrando que esta cantidad no depende de la orientación de los polarizadores. Así se verifica que la curva no está originada por variaciones en el número de fotones detectados, sino que proviene del entrelazamiento.

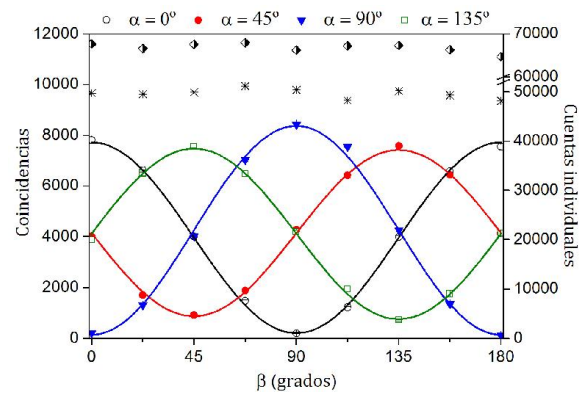


Figura 4: Curvas de coincidencias en función del ángulo de los polarizadores. Las coincidencias corresponden a la duración completa del pulso de bombeo. Los rombos (detector A) y asteriscos (detector B) indican el de detecciones en cada SPCM.

Además se graficaron, a modo de ejemplo, las curvas de coincidencias en diferentes posiciones adentro del pulso de bombeo (figuras 5a-c) a partir de las cuales se calcula la Concurrencia como se describe en la siguiente sección. Para el cálculo de coincidencias se trabajó con una ventana $T_w = 12.5$ ns. Nótese que las escalas verticales son distintas, porque la intensidad del bombeo es diferente en cada posición adentro del pulso.

Variación temporal de S_{CHSH}

Si un observador orienta su aparato de medida en las direcciones a, a' y el otro en dos direcciones alternativas b, b' , las correlaciones asociadas a estas medidas deben satisfacer la desigualdad [13]

$$S_{CHSH} = |E(a, b) - E(a, b')| + E(a', b) + E(a', b') \leq 2, \quad (3)$$

donde las correlaciones E se calculan en términos de las coincidencias medidas. Para dos orientaciones a y b de los polarizadores, el coeficiente de correlación $E(a, b)$ es de la forma:

$$E(a,b) = \frac{N(a,b) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) - N(a, b_{\perp}) - N(a_{\perp}, b)}{N(a,b) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) + N(a, b_{\perp}) + N(a_{\perp}, b)} \quad (4)$$

siendo $N(a,b)$ el número de fotones coincidentes que se detectan usando las orientaciones a y b (a_{\perp} y b_{\perp} representan las orientaciones ortogonales a a y b , respectivamente).

En este caso se trabajó con un conjunto de datos compuesto por 7 rampas para las 16 orientaciones de los polarizadores necesarias para el cálculo de S_{CHSH} ($\alpha = 0^{\circ}, 45^{\circ}, 90^{\circ}, 135^{\circ}$ y $\beta = 22.5^{\circ}, 67.5^{\circ}, 112.5^{\circ}, 157.5^{\circ}$). En la figura 6 se muestra la variación del parámetro S_{CHSH} adentro del pulso de bombeo. El perfil del pulso se grafica como referencia. El tamaño de las barras de error varía porque se tiene menor estadística en las colas del pulso. Los resultados no muestran una variación apreciable del valor de S_{CHSH} (notar que es el mismo en los flancos de subida y de bajada del pulso).

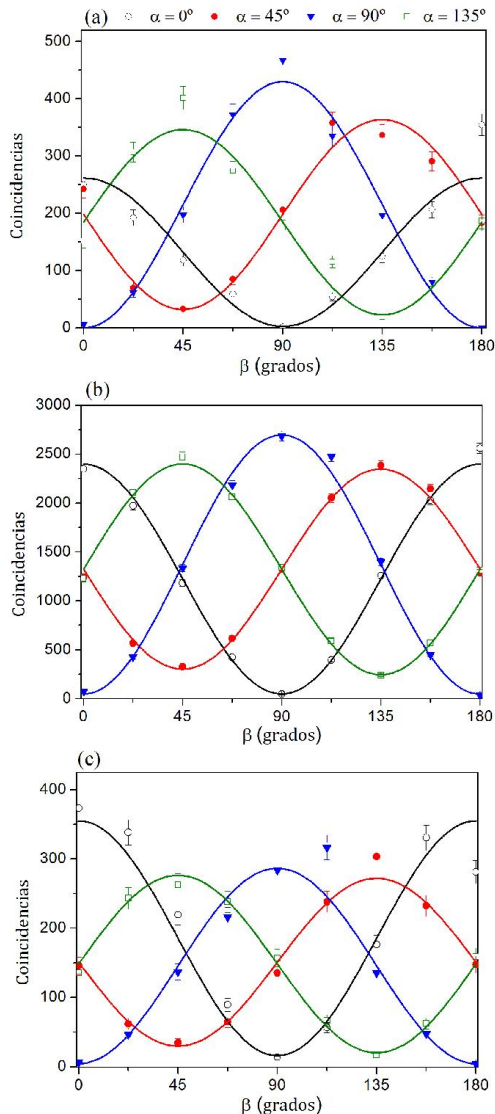


Figura 5: Curvas de coincidencias en función del ángulo de los polarizadores para tres posiciones adentro del pulso: (a) $t = -25$ ns; (b) $t = 0$ ns (pico del pulso) y (c) $t = 37.5$ ns.

El valor promedio de $S_{CHSH} = (2.64 \pm 0.01)$ indica una clara violación de las desigualdades de Bell (notar que

$S_{CHSH} > 2$, en contradicción con la ec. 3) y, por ende, que la fuente emite pares de fotones en un estado entrelazado.

Concurrencia resuelta en el tiempo

En general, para obtener experimentalmente el valor de la Concurrencia se mide la matriz densidad del sistema mediante el procedimiento conocido como tomografía de estados [15]. Sin embargo, si se supone una forma del estado conveniente y físicamente razonable, la concurrencia es mucho más simple de medir. Aquí se supone que el estado del campo en los detectores es un estado mezcla de la forma:

$$\rho = \kappa |\phi^-\rangle \langle \phi^-| + \mu I + \xi |\phi^+\rangle \langle \phi^+| \quad (5)$$

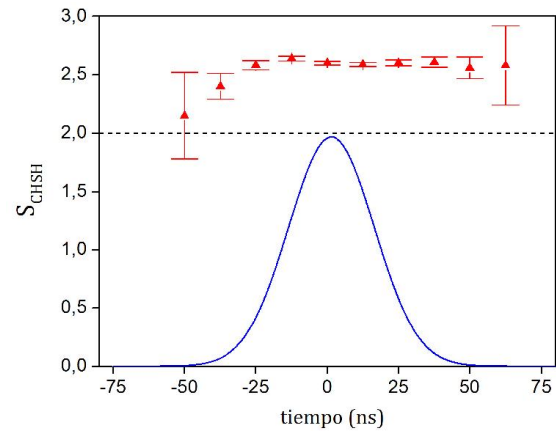


Figura 6: Variación de S_{CHSH} dentro de la duración del pulso de bombeo. La línea continua es el ajuste Gaussiano del pulso de bombeo que se grafica como referencia.

donde el primer término es la contribución del par de fotones en el estado de Bell que se intenta generar, el segundo proviene de fotones no correlacionados (I es la matriz identidad) y el tercero se origina por la distinguibilidad residual (o phase mismatch) que puede existir entre las amplitudes de probabilidad producidas en cada uno de los dos cristales BBO. En este experimento es razonable esperar que estas tres contribuciones sean los principales componentes del estado real. Bajo esta suposición [12]

$$\text{Concurrencia} = \max(0, 2\kappa + \frac{\mu}{2} - 1), \quad (6)$$

donde la probabilidad de coincidencias correspondiente al estado de la ec. 5 es

$$P^{++}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \kappa \cos^2(\alpha + \beta) + \frac{1}{4} \mu + \frac{1}{2} \xi \cos^2(\alpha - \beta). \quad (7)$$

Notar que para un estado separable $C = 0$, mientras que para un estado máximamente entrelazado $C = 1$.

Para obtener el valor de la Concurrencia se empleó un conjunto de datos de 1 rampa para 36 orientaciones de los polarizadores ($\alpha = 0^{\circ}, 45^{\circ}, 135^{\circ}$ y $\beta = 0^{\circ}, 22.5^{\circ}, 45^{\circ}, 67.5^{\circ}, 90^{\circ}, 112.5^{\circ}, 135^{\circ}, 157.5^{\circ}, 180^{\circ}$). Nótese que los datos experimentales que se emplean aquí son diferentes de los que se usaron para obtener el valor de S_{CHSH} . Los valores $\{\kappa, \mu, \xi\}$ de la ec. 6 se obtienen del ajuste de los datos de las curvas de coincidencias (figuras 4 y 5) con $P^{++}(\alpha, \beta)$. Considerando las

coincidencias en el intervalo correspondiente a la duración completa del pulso, se tiene un valor de Concurrencia $C = (0.84 \pm 0.06)$. Este valor se señala con una línea punteada horizontal en la figura 7. Además se grafica el pulso de bombeo, a partir de fotones detectados en cada SPCM, como referencia.

La Concurrencia se mantiene constante durante del pulso (dentro de las barras de error), como se esperaba. De nuevo, las barras de error son mayores en las colas del pulso porque hay menos estadística. Nótese que el valor promedio de la Concurrencia prácticamente coincide con el valor en el pico del pulso. Esto se debe a que ese intervalo es el que tiene mayor peso estadístico. En la figura 7 también se grafica el valor de la Concurrencia que se obtiene si no se restan las coincidencias accidentales. En este caso el valor de la concurrencia disminuye notablemente en el pico del pulso. Esto se debe a que las coincidencias causadas por fotones no correlacionados deterioran las curvas de contraste y, por lo ende, la Concurrencia medida. Este efecto es despreciable en las colas del pulso donde el número de coincidencias accidentales es menor.

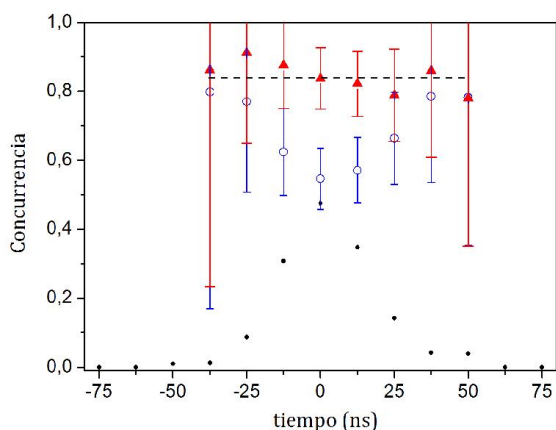


Figura 7: Variación de la concurrencia en el tiempo durante el pulso de bombeo: en ▲ se consideraron solo las coincidencias provenientes de fotones correlacionados, mientras que en ○ se tiene en cuenta todas las coincidencias medidas (no se restó las accidentales). Además se muestran las detecciones simples (escala vertical arbitraria) en la estación A (●) para indicar la posición y la forma del pulso de bombeo.

V. CONCLUSIONES

En este trabajo se presentó el diseño y caracterización de una fuente pulsada de fotones entrelazados en polarización. Los pares de fotones se generaron por fluorescencia paramétrica usando cristales BBO en la condición de phase-matching tipo I. Como fuente de bombeo se empleó el tercer armónico de un láser de Nd:YVO₄ de diseño propio que opera en el régimen pulsado con la técnica de Q-switch activo con una repetición de hasta 100 kHz. Este láser permite producir pares de fotones en el pico de eficiencia de los fotodiodos de silicio, alrededor de 710 nm, lo que representa una mejora por sobre la mayoría de los experimentos realizados en esta área. Además, en este experimento se registraron los tiempos de detección de

cada fotón (*time-stamping*) y de la emisión de los pulsos de bombeo. Con estas mediciones fue posible determinar las coincidencias variando la ventana de coincidencias T_w a voluntad, aun después de finalizado el experimento. El dispositivo de *time-stamping* desarrollado emplea componentes de bajo costo, de uso industrial.

Para determinar las coincidencias válidas (es decir: provenientes de fotones correlacionados) se presentó una manera simple de estimar las coincidencias accidentales en el régimen pulsado. En particular, se discutió el caso de la distribución de coincidencias accidentales cuando los pulsos son más largos que la resolución temporal de la placa de conteo. Conocer este número se mostró esencial para poder calcular el grado de entrelazamiento de la fuente. El bombeo pulsado permitió especificar un intervalo de tiempo bien definido (“tiempo natural” T_{nat}) donde es posible detectar fotones entrelazados.

Finalmente, se presentó la medición de la evolución temporal de la Concurrencia y del parámetro S_{CHSH} , mostrando que, dentro del error experimental, estos valores no varían durante del pulso de bombeo. Ambos resultados confirman las predicciones de la Mecánica Cuántica a partir de conjuntos de datos experimentales diferentes. Los medidas de entrelazamiento promedio obtenidas para esta fuente son $S_{CHSH} = (2.64 \pm 0.01)$ y $C = (0.84 \pm 0.06)$.

VI. REFERENCIAS

- [1] A. Einstein, B. Podolski, and N Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [2] C. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. Wootters, Phys. Rev. Lett **70**, 1895 (1993).
- [3] C. Bennett and S. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
- [4] A. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).
- [5] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **84**, 4729 (2000).
- [6] M. Giustina, A. Mech, S. Remelow, B. Wittmann, J. Kofler, J. Beyer, A. Lita, B. Calkins, T. Gerrits, S. Woo Nam, R. Ursin, and A. Zeilinger, Nature **497**, 227 (2013).
- [7] J. Larsson and R. Gill, Europhys. Lett. **67**, 707 (2004).
- [8] M. Agüero, A. Hnilo, M. Kovalsky, and M. Larotonda. Eur. Phys. J. D **55**, 705 (2009).
- [9] M. Agüero, A. Hnilo, and M. Kovalsky, Phys. Rev. A **86**, 052121 (2012).
- [10] M. Agüero, “Fotones en estados entrelazados: mediciones con resolución temporal”, tesis de doctorado - FCEN, Universidad de Buenos Aires (2013).
- [11] M. Agüero, A. Hnilo, and M. Kovalsky, Opt. Engin. **49**, 034201 (2010).
- [12] M. Agüero, A. Hnilo, and M. Kovalsky, J. Opt. Soc. Am. B **31**, 3088 (2014).
- [13] J. Clauser, M. Horne, A. Shimony, and R. Holt, Phys. Rev. Lett. **23**, 880 (1969).
- [14] W. Wotters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
- [15] D. James, P. Kwiat, W. Munro, and A. White, Phys. Rev. A **64**, 052312 (2001).