

FUENTE DE PARES DE FOTONES ENTRELAZADOS EN POLARIZACIÓN

POLARIZATION-ENTANGLED PHOTON PAIR SOURCE

M.G. Mingolla¹, C.T. Schmiegelow², M.A. Larotonda^{3*}

¹Instituto Nacional de Tecnología Industrial (INTI) – Centro INTI – Física y Metrología
Avenida General Paz 5445 – (1650) – San Martín – Buenos Aires – Argentina

²Departamento de Física J.J. Giambiagi, (FCEyN) – Universidad de Buenos Aires.
Pabellón I, Ciudad Universitaria – (1428) – Cdad. Bs. As. – Argentina

³Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CONICET –CITEFA).
J.B. de La Salle 4397 – (1603) – Villa Martelli – Bs. As. – Argentina
e-mail: mlaroton@gmail.com

En este trabajo se presenta una fuente de pares de fotones entrelazados en polarización, generados a partir de la fluorescencia paramétrica en un cristal BBO cortado para *phase matching* tipo II no colineal, bombeado por un láser semiconductor violeta ($\lambda=404$ nm), de 40 mW de potencia media. Utilizando filtros interferenciales y seleccionando espacialmente la intersección de los conos de luz de los fotones *signal* e *idler*, se obtienen pares de fotones entrelazados en polarización, representados aproximadamente por el estado $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|HV\rangle + |VH\rangle)$. Se caracterizó la fuente midiendo la versión CHSH de la desigualdad de Bell, obteniéndose una violación de la misma por veintidós desviaciones estándar.

Palabras Clave: óptica cuántica, fluorescencia paramétrica, entrelazamiento, desigualdad de Bell.

A polarization-entangled photon pair source is presented in this work. Entangled photons are generated through spontaneous parametric downconversion in a BBO crystal, cut for type II non-collinear phase matching and pumped by a 40 mW, $\lambda=404$ nm semiconductor violet laser. Using bandpass interference filters and spatially selecting the intersection of the signal and idler cones of light, polarization-entangled photon pairs are obtained. These photon pairs are approximately described by the state $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|HV\rangle + |VH\rangle)$. The source was characterized by measuring the CHSH version of the Bell inequality, violating it for more than twenty standard deviations.

Key Words: quantum optics, parametric downconversion, entanglement, Bell inequalities.

I. INTRODUCCIÓN

Una de las consecuencias más notables de la mecánica cuántica es que para determinados sistemas compuestos, por ejemplo un sistema de dos partículas, hay ciertos estados en los cuales luego de separar espacialmente las partes componentes del sistema se puede, midiendo una propiedad en una de las partículas, predecir el valor de la misma propiedad de la otra partícula sin necesidad de medirlo. A estos sistemas compuestos se los denomina entrelazados, y la característica por la cual una de las partículas no puede ser descripta en forma adecuada sin la mención a la otra, aún cuando estén espacialmente separadas, se la denomina no-localidad. Einstein, Podolsky y Rosen fueron los primeros en llamar la atención sobre la posibilidad de efectos no locales entre partículas entrelazadas [1]. En 1964, J. Bell reconoció que la no localidad de la naturaleza era una hipótesis comprobable [2], y varios años después, cuando el

avance del conocimiento y la tecnología para el control de sistemas cuánticos lo permitió, varios experimentos confirmaron las predicciones cuánticas [3]. Recientemente, se comenzó a tratar de explotar la naturaleza extraña de los sistemas cuánticos. Las aplicaciones que surgieron incluyen la criptografía segura, la codificación densa de bits, y la teleportación de estados cuánticos, entre otras [4-6]. Sin embargo, una de las aplicaciones posibles que surge con más fuerza es la de la computación cuántica: una computadora cuántica que emplee el entrelazamiento como recurso de procesamiento sería capaz de realizar ciertas tareas más rápido que cualquier computadora clásica [7].

En este trabajo se describe la construcción y caracterización de una fuente de fotones entrelazados en polarización, que constituye la herramienta fundamental para poder implementar experimentalmente algoritmos de procesamiento cuántico de la información.

* Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

La fuente descrita se basa en la producción de pares de fotones correlacionados a partir del fenómeno de fluorescencia paramétrica producida en un cristal no lineal [8], en el cual se lleva a cabo un proceso de mezclado de tres ondas (*three-wave mixing*): un campo intenso de bombeo interactúa con el material y se acopla con otros dos campos llamados *signal* e *idler*. Como resultado, un fotón de bombeo produce con cierta probabilidad dos fotones correlacionados de menor energía. La eficiencia del proceso está fuertemente relacionada con las condiciones de conservación de la energía y del momento de los tres fotones involucrados:

$$\omega_b = \omega_s + \omega_i \quad (1a)$$

$$\vec{k}_b = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (1b)$$

donde los subíndices *b*, *s* e *i* corresponden a los campos de bombeo, *signal* e *idler*, respectivamente. Para poder satisfacer (1) a lo largo de todo el cristal, se recurre a materiales birrefringentes, en los que ondas con distintas polarizaciones se propagan con distintos índices de refracción. Así, para cristales uniaxiales se puede satisfacer la condición de *phase matching* de más de una forma, según cómo sean las polarizaciones relativas de los tres campos. En particular, la condición de *phase matching* tipo II se obtiene con los fotones del bombeo polarizados como un haz extraordinario y los fotones *signal* e *idler* en polarizaciones perpendiculares (uno ordinario y el otro extraordinario). En (1), las únicas condiciones fijas son la frecuencia y el vector de onda del bombeo, por lo que según (1a) las frecuencias de los fotones individuales del *signal* y del *idler* pueden ser distintas, y la fluorescencia paramétrica produce un espectro de luz de longitudes de onda centradas alrededor del doble de la longitud de onda de bombeo. Para satisfacer (1b) entonces, estas diferentes longitudes de onda son emitidas en direcciones diferentes, creando un par de conos de luz irisados, no concéntricos, uno correspondiente a los fotones del campo *signal* y el otro al del campo *idler* (Fig. 1).

Se busca generar el estado entrelazado de la forma:

$$|\psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_A V_B\rangle + |V_A H_B\rangle), \quad (2)$$

que es uno de los denominados Estados de Bell [9]. Para ello, se colecta luz proveniente de cada uno de los conos *signal* e *idler*, de regiones simétricas respecto del haz de bombeo. En esa situación, para un bombeo con polarización vertical, llamando “A” al sector izquierdo en la figura 1b) y “B” al sector derecho, se obtienen fotones en los estados

$$|H_A V_B\rangle \quad (3a)$$

o

$$|V_A H_B\rangle, \quad (3b)$$

según se tome al *signal* o al *idler* del lado derecho. En la condición particular donde se intersecan los conos correspondientes del *signal* y el *idler* – señaladas como

“A” y “B” en la figura 1 – se obtiene una superposición de los estados en polarización:

$$|H_A V_B\rangle ; |V_A H_B\rangle. \quad (4)$$

Esta es la situación que se busca experimentalmente.

Para obtener entrelazamiento, es necesario además que estos estados sean indistinguibles en frecuencia, espacialmente y temporalmente. Para asegurarse indistinguibilidad en frecuencia, se seleccionan los fotones los fotones degenerados ($\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_b$). En ese caso, la indistinguibilidad temporal y espacial son sin embargo más complejas de obtener: es justamente la necesidad de utilizar cristales birrefringentes como medios no lineales lo que genera diferencias entre las polarizaciones, y por lo tanto agrega distinguibilidad al sistema: los fotones ordinarios y extraordinarios viajan a diferentes velocidades dentro del cristal, y se propagan en distintas direcciones (aunque se vuelven colineales al salir del mismo).

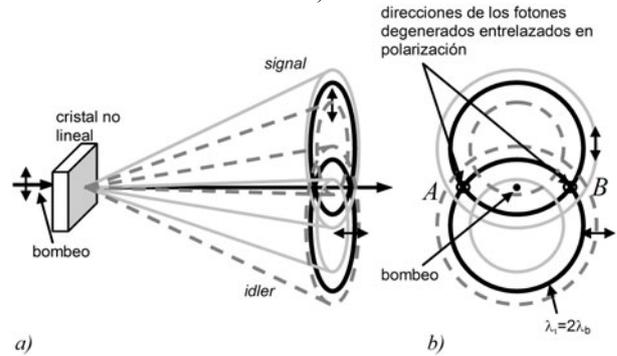


Figura 1: a) Esquema de generación de fluorescencia paramétrica no colineal en cristales con *phase matching* tipo II. b) las direcciones de los fotones entrelazados están a ambos lados del bombeo, y corresponden a las intersecciones del cono de fotones *idler* (polarización H) con el de fotones *signal* (polarización V)

Estos dos efectos generan lo que se denomina *walk-off* o desviación longitudinal y transversal, respectivamente. Estos dos efectos son máximos para pares generados en la cara de entrada del cristal, que adquieren por un lado un retardo relativo $\delta t \approx L/c(n_o - n_e)$, donde *L* es el largo del cristal y *n_o* y *n_e* los índices de refracción efectivos de los fotones ordinarios y extraordinarios, y por otro lado un desplazamiento lateral relativo $d \approx L \tan(\delta\theta)$, donde $\delta\theta$ es el ángulo entre las direcciones de los haces ordinario y extraordinario dentro del cristal. Además de desviarse, al generarse fotones a lo largo de la dirección de propagación en todo el cristal, el perfil de los haces cambia de forma (Fig. 2). Si δt es mayor que el tiempo de coherencia τ_c de los fotones de fluorescencia (la inversa de su ancho de banda) se vuelven distinguibles y se pierde el entrelazamiento, o dicho de otra forma, al perder coherencia entre los dos estados se pierde el entrelazamiento. De la misma forma, si los haces se separan lateralmente más que el ancho de coherencia espacial del haz de bombeo, los dos estados definidos

en (4) se vuelven parcialmente distinguibles por su ubicación espacial.

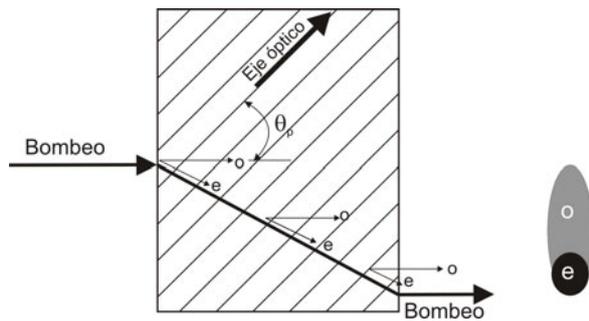


Figura 2: Desviación lateral durante la conversión paramétrica. El bombeo se propaga como haz extraordinario, mientras que los fotones generados por fluorescencia paramétrica se propagan uno por el eje ordinario y otro por el extraordinario. Como resultado, las dos polarizaciones sufren un desplazamiento lateral relativo, y además los fotones generados en el eje ordinario forman un haz elongado respecto de los fotones extraordinarios.

Estos dos efectos pueden ser total o parcialmente compensados. Para compensar la desviación transversal (temporal), la idea es agregar una cierta compensación de caminos, dependiente de la polarización, de manera que la interferencia entre los términos de (4) ocurra de a parejas entre procesos en donde los pares de fotones fueron creados a distancias $\pm z$ del centro del cristal: esto se obtiene produciendo el efecto inverso al generado en el cristal no lineal. La forma de compensar caminos es rotando la polarización de los fotones de fluorescencia (por medio de una lámina de media onda) y agregando un par de cristales similares al que genera la fluorescencia, sobre cada uno de los caminos, de la mitad del largo del original. De esta manera, los pares de fotones generados – por ejemplo, en el centro del cristal – emergen del mismo con una diferencia de tiempos, sufren una rotación de la polarización y entran al cristal compensador con la polarización opuesta. Así, en cada camino, en el segundo cristal invierten el retardo relativo y emergen del mismo simultáneamente: los que fueron generados en algún punto de la primera mitad del cristal ahora emergerán de los cristales compensadores con los mismos retardos que los que se generaron en la segunda mitad del cristal, en un punto espejado respecto del centro del mismo [ver Fig. 3a)]. La compensación es completa siempre y cuando la longitud de coherencia del bombeo sea mayor que el largo del cristal. De la misma manera, se puede compensar parcialmente la desviación transversal: al invertir las polarizaciones, los fotones ordinarios en el cristal generador de pares pasan a ser extraordinarios en el cristal compensador y viceversa. Las desviaciones respectivas entonces se compensan [Fig. 3b)].

A continuación se detalla el montaje experimental que permite generar fotones correlacionados de la forma descrita arriba, y posteriormente se muestra cómo se obtiene y cómo se mide el entrelazamiento.

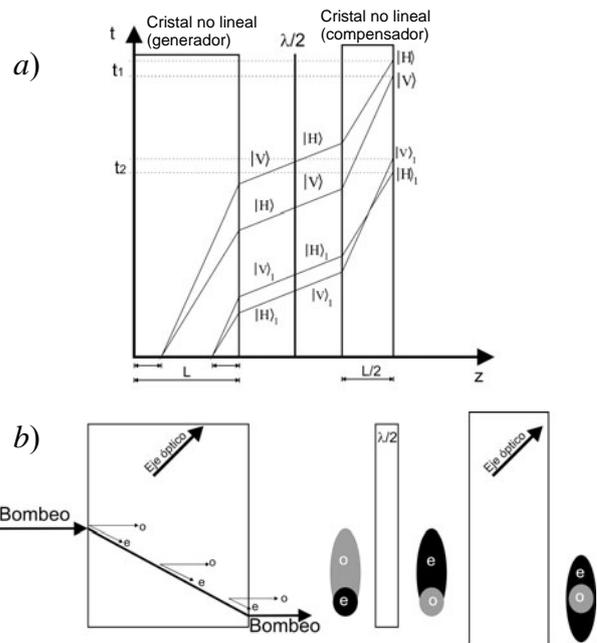


Figura 3: Compensación del walk-off generado junto con la conversión paramétrica: a) Desviación longitudinal; de los dos pares de fotones indicados a modo de ejemplo, generados en puntos simétricos respecto del centro del cristal, los de polarización horizontal emergen siempre primero. Al rotar la polarización y atravesar un segundo cristal de la mitad del largo, los tiempos se compensan y las diferencias de tiempos se igualan y una se invierte, de forma que hay indistinguibilidad entre ambos pares. b) Desviación transversal: el mismo arreglo permite superponer los haces de distintas polarizaciones, compensando parcialmente la distinguibilidad en caminos generada por la birrefringencia. Subsiste sin embargo la forma elongada de uno de los haces, producto de que la generación de fotones ordinarios a lo largo del cristal en una dirección distinta que la de propagación del bombeo.

II. MONTAJE DE LA FUENTE

Utilizando un láser semiconductor violeta ($\lambda=404$ nm) de longitud de coherencia $l_{\text{coh}} \approx 250$ μm , un cristal BBO (beta – borato de bario) de 3 mm, cortado con un ángulo entre el eje óptico y la dirección de propagación de $49,8^\circ$ y dos cristales compensadores de 1,5 mm, con las mismas características que el cristal original, se armó una fuente de fotones entrelazados en polarización.

El cristal BBO utilizado fue originalmente adquirido para generar fluorescencia paramétrica con *phase matching* tipo II, colineal degenerada con un bombeo en 355 nm. Dicho de otro modo, el ángulo de corte del cristal, asumiendo incidencia normal del bombeo es de $49,6^\circ$. Este ángulo no es adecuado para bombeo con 400 nm, por lo que se inclinó el cristal para lograr un ángulo efectivo de corte de $43,7^\circ$. Se buscó entonces una condición de incidencia ($\theta_{\text{inc}}=9,8^\circ$) tal que las direcciones de intersección de los conos formaran un ángulo de aproximadamente $\pm 3,5^\circ$. Los cálculos preliminares de ángulos de emisión de la fluorescencia se hicieron con el código *PHASEMATCH* del NIST [10]. En cada una de las dos direcciones estimadas, a una distancia de 40 cm de la fuente se ubicó una lente

colimadora para fibras ópticas (F220FC-B de Thorlabs) de foco fijo $f=11$ mm, $NA=0,25$, para coleccionar la fluorescencia y enviarla al detector a través de una fibra multimodo (núcleo: $62,5$ μm , revestimiento: 125 μm). Estas lentes se montaron sobre montajes de espejos adosados a unidades de translación, que permitían un posicionamiento preciso espacial y angular. Delante de las lentes de colección se colocaron filtros pasabanda interferenciales centrados en $\lambda=(809\pm 1)$ nm, con un ancho de banda medido de $8,5$ nm FWHM. Los detectores utilizados son SPCM – AQR13 – FC de Perkin Elmer. Estos son módulos de conteo de fotones compuestos por un fotodiodo de avalancha en modo Geiger (la tensión de polarización ligeramente superior a la tensión de avalancha), electrónica de discriminación de pulsos y estabilización en temperatura. Tienen una eficiencia de detección de alrededor del 55 % en 800 nm, y por cada detección emiten un pulso TTL de 30 ns de duración. Detectamos eventos en coincidencia enviando la salida de los detectores a un circuito electrónico de coincidencias. En nuestro diseño el ancho de la ventana de coincidencias está dado por el ancho temporal de uno de los pulsos de entrada. El circuito tiene tres salidas TTL; dos son copias de las entradas, y la tercera es la de coincidencias. La salida de coincidencias habilita un pulso siempre que detecte un flanco positivo en una de las entradas durante la ventana temporal abierta por el pulso de la otra entrada [11]. El conteo de eventos y la estadística se realiza con una placa National Instruments PCI6602, que es configurable para conteo digital de cuentas en hasta ocho canales, y tiene un ancho de banda de 80 MHz. La interfase de control se realiza mediante un instrumento virtual de Labview, desarrollado para esta tarea específica en el Laboratorio de Óptica Cuántica del CEILAP. El mismo permite visualizar la cantidad de cuentas por segundo en cada canal y la cantidad de coincidencias por segundo entre los dos canales.

Para ubicar los detectores en el lugar deseado se procedió de la siguiente manera: en los ángulos predeterminados por el cálculo de las condiciones de *phase matching* se ubicaron los detectores; se movió uno de ellos hasta maximizar cuentas, y posteriormente, se alineó el otro hasta conseguir máximas coincidencias. En un proceso iterativo repitió este procedimiento hasta maximizar coincidencias y equilibrar la cantidad de cuentas en ambos detectores. Posteriormente se intercaló un cubo polarizador en cada uno de los caminos, y se giró para comprobar que ambos detectores estuvieran colectando cantidades similares de fotones provenientes de los anillos *signal* e *idler*. En esta última etapa de la alineación de los caminos se pudo comprobar que al girar los polarizadores frente a las lentes de colección de la luz aparece una modulación espúrea, debida al cabeceo generado al rotar el cubo que provoca que la mancha del haz sobre el detector se mueva describiendo un círculo. Por este motivo, todas las rotaciones de la polarización se realizaron a partir de ese momento intercalando y girando una lámina de media onda delante de cada polarizador: una lámina de

media onda con su eje a 45° respecto de la polarización (lineal) incidente, rota la polarización 90° . El esquema de la fuente se aprecia en la figura 4.

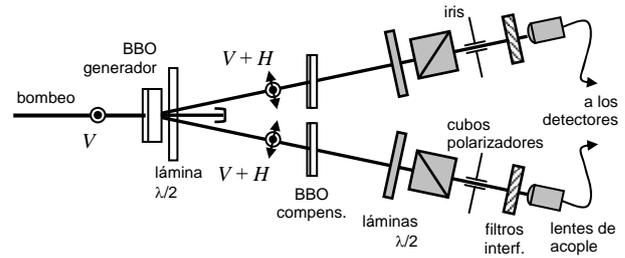


Figura 4: Esquema de la fuente de pares de fotones: El láser de bombeo incide sobre el cristal BBO generador con polarización vertical. Las direcciones de los caminos de fotones entrelazados se fijan con un iris en cada camino, lejos de la fuente. La compensación de la desviación longitudinal y transversal se realiza con una lámina de media onda y dos cristales BBO de la mitad del largo del original, uno en cada camino. En gris figuran los elementos de detección y caracterización: láminas de media onda y polarizadores en cada camino definen la polarización medida, mientras que los filtros interferenciales definen el ancho de banda de la fluorescencia. La luz se colecta con lentes de acople aire-fibra, y se envía por fibra óptica a los detectores de fotones.

En esta situación, se ubicaron los elementos compensadores: una lámina de media onda inmediatamente después del cristal generador de pares, de manera de rotar ambos caminos con un sólo elemento, y posteriormente sobre cada camino (A y B), un cristal compensador posicionado frente al haz de fluorescencia en la misma orientación que el cristal generador.

La figura 5 muestra una imagen del montaje real de los elementos sobre la mesa óptica. Con esta disposición, se espera que la fuente emita con mayor probabilidad el estado de Bell (2), en una mezcla estadística con los estados (3).

III. CARACTERIZACION DE LA FUENTE. DESIGUALDAD DE CHSH.

Para caracterizar la fuente se midió un testigo de entrelazamiento. Esto es, medir una cierta magnitud cuyo valor supera un límite para ciertos estados entrelazados. En nuestro caso, medimos la desigualdad de Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH), que es una aplicación del teorema de Bell, cuyo propósito era originalmente distinguir entre la hipótesis de entrelazamiento de la mecánica cuántica y las teorías locales de variables ocultas [12]. Esta desigualdad, así como la original de Bell [2], se aplica a una propiedad estadística de cuentas de coincidencias en un experimento de correlaciones entre observables de subsistemas, que se deriva a partir de la premisa de que existen variables ocultas locales. La desigualdad se cumple en teorías de realismo local, pero bajo ciertas condiciones puede ser violada en el marco de la mecánica cuántica. En los últimos años se han realizado numerosos experimentos cuyos resultados violan desigualdades del tipo de la de Bell, por ejemplo

midiendo correlaciones entre espines de protones en colisiones de baja energía protón-protón, midiendo correlaciones entre la polarización de pares de fotones generados en una transición atómica, en un decaimiento o en un cristal no lineal [13]. En este caso, se utiliza la desigualdad como testigo de entrelazamiento, es decir para determinar si la fuente armada emite estados no separables (imposibles de generar mediante operaciones locales en A o en B).

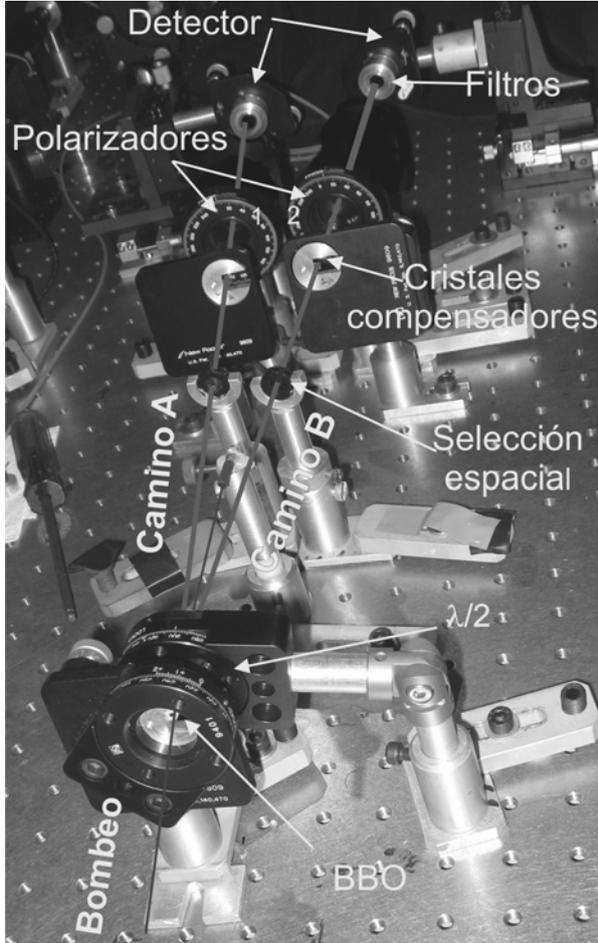


Figura 5: Disposición de los cristales y elementos de polarización que conforman la fuente sobre la mesa óptica.

Para realizar el experimento de CHSH, se miden correlaciones entre la polarización de los fotones que llegan a cada uno de los dos detectores: se llama $N(a,b)$ a la tasa de coincidencias cuando el polarizador del camino A (Fig. 5) tiene su eje de transmisión a un ángulo a respecto de la vertical y el polarizador del camino B a un ángulo b . Se define la cantidad estadística

$$S = |C(a,b) - C(a,b') + C(a',b) + C(a',b')|. \quad (5)$$

Modelos basados en variables ocultas locales predicen que $S \leq 2$, mientras que ciertos estados descritos por la mecánica cuántica superan ese límite, hasta un máximo de $2\sqrt{2}$. Los términos $C(a,b)$ son las correlaciones de los pares de partículas, donde la correlación se define como el valor de expectación del producto de los resultados del experimento, es decir los promedios

estadísticos de $A(a).B(b)$, donde A y B son los resultados de cada subsistema. En función de mediciones de correlaciones de polarizaciones de fotones, se calcula [12]

$$C(\alpha, \beta) \equiv \frac{N(\alpha, \beta) + N(\alpha^\perp, \beta^\perp) - N(\alpha, \beta^\perp) - N(\alpha^\perp, \beta)}{N(\alpha, \beta) + N(\alpha^\perp, \beta^\perp) + N(\alpha, \beta^\perp) + N(\alpha^\perp, \beta)}, \quad (6)$$

donde α y α^\perp difieren en 90° . Si la estimación experimental de (5) es numéricamente mayor que 2, se viola la desigualdad de CHSH y el experimento entonces indica que el sistema en estudio es no local, es decir, se comporta según las predicciones de la mecánica cuántica. La violación de una de estas desigualdades, sin embargo, es condición suficiente pero no necesaria para caracterizar un estado como entrelazado. Se midió (5), con los ángulos de polarizaciones $a = 0^\circ$, $a^\perp = 90^\circ$, $a' = 45^\circ$, $a'^\perp = 135^\circ$, $b = 22,5^\circ$, $b^\perp = 112,5^\circ$, $b' = 67,5^\circ$ y $b'^\perp = 157,5^\circ$, que son los ángulos que maximizan (5) para estados descritos por (2). Experimentalmente se fijó el ángulo de la lámina de media onda del camino A para conseguir cada uno de los ángulos efectivos a , a' , a^\perp y a'^\perp del polarizador, y en cada una de esas condiciones se rotó la lámina correspondiente al otro camino para conseguir los ángulos deseados en el polarizador B. Se tomaron mediciones adicionales para poder ajustar curvas de visibilidad, que se muestran en la figura 6.

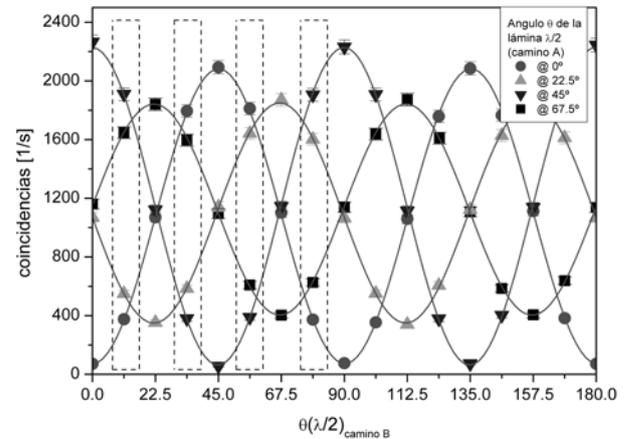


Figura 6: Mediciones de correlación entre caminos A y B. Los rectángulos señalan las 16 mediciones utilizadas para calcular el estimador estadístico S.

Se calculó el valor de S, obteniéndose $S=2,42 \pm 0,02$, lo que indica que se observa una violación de las desigualdades de Bell por veintidós desviaciones estándar. El hecho de que con la medición se haya violado esta desigualdad implica que la fuente armada emite fotones en un estado entrelazado.

La incertidumbre de la medición se estimó como [14]:

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i}, \quad (7)$$

por lo que la desviación estándar de la medición se escribe:

$$\sigma_S = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} \sigma_{N_i}^2 \left| \frac{\partial S}{\partial N_i} \right|^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} N_i \left| \frac{\partial S}{\partial N_i} \right|^2}. \quad (8)$$

La visibilidad de las curvas es de 64%. Este valor corresponde a las curvas medidas proyectando la polarización en estados diagonales, ya que en estas proyecciones es en donde se puede diferenciar un estado entrelazado de un estado mezcla: para las direcciones horizontal y vertical, tanto (2) como (3) generan alta visibilidad de franjas, mientras que para las direcciones diagonales, la mezcla estadística de los estados (3) no tiene contraste. Se puede ver además en la figura 6 que la fuente es muy brillante, con tasas de coincidencias mayores del orden de 1800 1/s.

IV. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Se construyó una fuente de pares de fotones de entrelazados en polarización de alto brillo y gran contraste. Una de las razones de esta limitación en la visibilidad o contraste de franjas, está en la desviación lateral debido a la birrefringencia, que no está totalmente compensada. Por otro lado, tanto la longitud de coherencia de la fluorescencia colectada (dada por el ancho de banda de los filtros interferenciales) como la del *bombeo* son mucho menores que la longitud del cristal, por lo que la compensación de la desviación longitudinal nunca será completa. Además, en nuestro caso el cristal está inclinado formando un ángulo de incidencia de casi 10°, hecho que produce una desviación adicional debido a la refracción en la superficie de salida. Otro factor que influye es la distinta dispersión angular que presentan los fotones *signal* y los *idler* [15]: para poder colectar en forma balanceada la luz de las distintas polarizaciones sería conveniente disponer de aberturas limitantes elípticas sobre los detectores, a fin de poder compensar estas asimetrías. Su diseño sin embargo es robusto y los estados generados son insensibles a perturbaciones térmicas, o derivas de fase. Esto se debe a que el entrelazamiento es en polarización y no en momento lineal, angular orbital o en tiempo-energía. Si bien no se alcanza una alta visibilidad, ésta es suficiente para la implementación de varias aplicaciones. Esta fuente es de uso inmediato en experimentos de implementación óptica de algoritmos de información cuántica. Se está actualmente utilizando en el Laboratorio de Óptica Cuántica del CEILAP como fuente de fotones anunciados (*heralded*), usando uno de los caminos

como condición para la detección en el otro, y así poder realizar experiencias con fotones únicos.

REFERENCIAS

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Physical Review*, **47**, 777-780 (1935).
- [2] J. Bell, *Physics*, **1**, 195-200 (1964).
- [3] S.J. Freedman and J.F. Clauser, *Physical Review Letters*, **28**, p. 938-941 (1972); J.F. Clauser and A. Shimony, *Reports on Progress in Physics*, **41**, 1881-1927 (1978); A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, *Physical Review Letters*, **47**, 460-463 (1981); P.G. Kwiat, A.M. Steinberg and R.Y. Chiao, *Physical Review A*, **47**, R2472-R2475 (1993), entre otros.
- [4] A. Ekert, *Physical Review Letters*, **67**, 661-663 (1991).
- [5] C. Bennett and S.J. Wiesner, *Physical Review Letters*, **69**, 2881-2884 (1992).
- [6] C. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W.K. Wootters, *Physical Review Letters*, **70**, 1896-1899 (1993).
- [7] M.A. Nielsen and I.L. Chuang, "Quantum Computation and Quantum Information", Cambridge University Press, (2000).
- [8] M.H. Rubin, D.N. Klyshko, Y.H. Shih, A.V. Sergienko, *Physical Review A*, **50**, 5122-5133 (1994).
- [9] Los cuatro Estados de Bell para el grado de libertad de polarización son

$$|\psi^\pm\rangle = 1/\sqrt{2} (|HV\rangle \pm |VH\rangle),$$

$$|\phi^\pm\rangle = 1/\sqrt{2} (|HH\rangle \pm |VV\rangle).$$
- [10] N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot, E. Dauler, S. Guérin, G. Jaeger, A. Muller, A. Migdall, *Optical Engineering*, **39**, 1016-1024 (2000); <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/facilities/cprad/PMProgram.html>.
- [11] D. Dehlinger, M.W. Mitchell, *American Journal of Physics*, **70**, 898-902 (2002).
- [12] J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony and R.A. Holt, *Physical Review Letters*, **23**, 880-884 (1969); J. S. Bell, "Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics", Cambridge University Press, capítulo 4 (1987)
- [13] J.J. Sakurai, "Modern Quantum Mechanics", Addison Wesley, (1993).
- [14] J.R. Taylor, "Introduction to Error Analysis", University Science Books, CA, 2ª edición (1997).
- [15] M.G. Mingolla, "Experimentos con fotones gemelos. Entrelazamiento e Interferencia de dos fotones", Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas, Departamento de Física, FCEyN, UBA (2009).