

Construcción y Caracterización de una Fuente de Pares



de Fotones a Partir de un Cristal PPKTP

Christian Silva^{1,†}, Juan Vargas^{1,‡}

¹Departamento de Física, Univ. de Los Andes, 111711 Bogotá, Colombia.

† co.silva@uniandes.edu.co ‡ js.vargas2128@uniandes.edu.co

Abstract

En este trabajo se intentó caracterizar espacialmente (perfil espacial o distribución de intensidad en el espacio) una fuente de pares de fotones mediante un cristal PPKTP (Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate) basándonos en el trabajo previo de C. Millan [3]. Para este propósito nos servimos fundamentalmente de dos Láseres de longitud de onda de 411nm y 407.5nm, un cristal PPKTP de dimensiones $1 \times 2 \times 10\text{mm}^3$ y un horno (construido en la misma Universidad de los Andes) en donde se puede alojar el cristal con el fin de poder modificar la temperatura del mismo. La inclusión del horno (que es bastante grande) vuelve particularmente difícil enfocar la luz del láser en el cristal y alinear la fuente, el horno y la cámara de detección, de allí que nos hallamos valido de un arreglo de lentes y espejos para lograr este objetivo. Por otra parte, los fotones producidos tienen una longitud de onda que no pertenece al visible por lo cual se hizo necesario implementar variados filtros.

1. Introducción y Marco Teórico

Los cristales de tipo PPKTP se caracterizan por sus propiedades ópticas no lineales que se presentan además con cierta periodicidad espacial (Λ), estos cristales producen pares de fotones entrelazados mediante el método SPDC (Spontaneous Parametric Down-Conversion), este proceso consiste en la división de un haz incidente *pump* con frecuencia definida ω_p en otros dos haces denominados como *idler* y *signal*, los fotones así producidos tienen cierta probabilidad de estar entrelazados [2]. Partiendo de la cuantización para el campo eléctrico en un medio, se puede proponer que:

$$\hat{E}_p^{(+)} = E_0 e^{i(\vec{k}_p \cdot \vec{r} - \omega_p t)}, \hat{E}_j^{(-)} = -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2 \epsilon_0 V}} \hat{a}_j^\dagger e^{-i(k_j z - \omega_j t)} \quad (1)$$

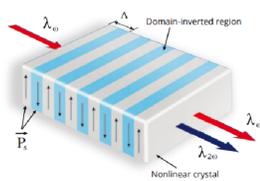
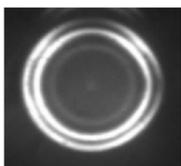
donde el índice j puede variar para distinguir entre el *idler* y *signal* respectivamente, y \hat{a}_j^\dagger es el operador de creación usual para un oscilador armónico. El campo incidente puede ser considerando como una onda monocromática plana incidente que viaja en la dirección z . De este modo, el vector de estado cuántico que es producido por este hamiltoniano, partiendo de un estado vacío, es el estado cuántico (a primera aproximación):

$$\psi(t) = \text{vac} + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt' \hat{H}(t') \text{vactalque}, \quad \hat{H} = \epsilon_0 \int_V d^3r \chi^{(2)} \hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} + H.c. \quad (2)$$

donde \hat{H} es el Hamiltoniano, que puede ser derivado empezando con la descripción clásica de la densidad del campo eléctrico para un medio no lineal, ϵ_0 es la permitividad en el vacío y $H.c$ es el operador Hermitiano conjugado. Una asunción válida para resolver esta integral, es que el tiempo de interacción, t , es lo suficientemente grande como para que la función $\text{sinc}(\frac{\Delta\omega t}{2})$ se pueda aproximar a una función delta, de lo que se obtiene:

$$\psi(t) \sim \frac{iE_0 \sqrt{\omega_s \omega_i}}{2} \chi^{(2)} e^{i\frac{\Delta\omega}{2}t} e^{i\frac{\Delta k}{2}L_z} \delta\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L_z}{2}\right) 1_s 1_i \quad (3)$$

donde L_z corresponde a la longitud del medio no lineal y ya que para la función delta solo podemos tener pares que cumplen con la siguiente condición: $\omega_p = \omega_s + \omega_i$, (esto implica esencialmente que la energía se conserva), por otra parte, k_i y k_s son los números de onda de los fotones producidos. Adicionalmente, como la polarización del cristal es periódica se puede modelar $\chi^{(2)}$ matemáticamente así: $\chi^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)} \text{sgn}\left(\cos\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)$. Así pues, Al realizar un proceso similar al anterior, se obtiene la condición *Quasi-Phase-matching*, en la que se debe satisfacer: $\Delta k = k_p - k_s - k_i + \frac{2\pi}{\Lambda(T)}$, y tal como se muestra en [1] y [4], Λ puede depender de la temperatura.

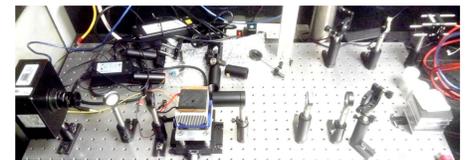
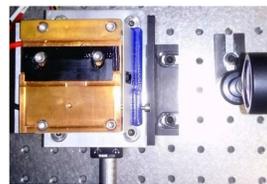


Los haces producidos por el cristal salen formando dos círculos concéntricos (uno para el *idler* y otro para el *signal*, véase Figura 1; A esta configuración se le denomina *no colinear*. Según muestra Millan [3], al llegar a la temperatura de 115°C los haces producidos por el cristal deberían ser colineales.

2. Montaje Experimental y Métodos

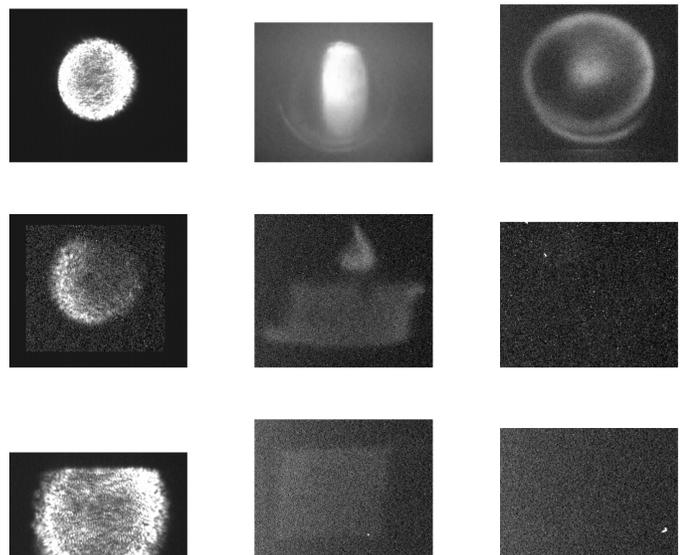
Para observar el SPDC, nos valimos de los arreglos mostrados en las Figura 2(derecha), en particular se vuelve bastante complejo conseguir un *waist* de aproximadamente 100μ

de diámetro. Se usaron dos láseres de 407.5nm y 411nm, con los que se obtenía una potencia promedio $0,011\text{mW}$ (medidos después de atravesar el arreglo óptico). En primer lugar, para acoplar la luz a nuestro experimento se emplearon dos espejos, y una lente de 90mm de longitud focal. Una vez llevada la luz a nuestro experimento, es necesario adaptar una lente a la fibra multimodo para colimar el haz saliente, dicha lente es de 11mm , de la cual logramos que el haz producido fuera aproximadamente gaussiano y estuviera lo mejor colimado posible. Eventualmente, nos valimos de un polarizador, dos espejos y: una lente convergente de 300mm , una lente divergente de 100mm y dos lentes convergentes de 70mm y 30mm para poder enfocar la luz justo en el cristal y así mismo lograr que atravesara el horno. Puesto que el haz saliente del horno diverge con rapidéz, se empleó una lente convergente de 100mm para enfocar en la cámara.



3. Resultados y Conclusiones

Después de utilizar varios filtros (y combinaciones de estos), no se pudieron observar los anillos característicos del SPDC. A continuación se muestran varias imágenes de los múltiples arreglos.



References

- [1] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger. A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons. *Optics Express*, 15:15377, 2007.
- [2] CK Hong and L Mandel. Theory of parametric frequency down conversion of light. *Physical Review A*, 31(4):2409, 1985.
- [3] Cesar Millan. Caracterización teórica y experimental de la luz producida por un cristal ppktp. *Universidad de los Andes*, 2017.
- [4] W. H. Peeters and M. P. van Exter. Optical characterization of periodically-poled ktiopo4. *Opt. Express*, 16(10):7344–7360, May 2008.