



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

TÍTULO DE LA TESIS

**AVANCES EN LA TÉCNICA DE ADQUISICIÓN
DE IMÁGENES CON UNA CÁMARA
SENSIBLE A DETECTAR FOTONES
INDIVIDUALES.**

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C A

P R E S E N T A:

MÓNICA MADONADO TERRÓN

**DIRECTOR DE TESIS:
DR. HÉCTOR CRUZ RAMÍREZ**

2016

Ciudad Universitaria, CDMX





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

“Así que, no los temáis; porque nada hay encubierto, que no haya de ser manifestado; ni oculto, que no haya de saberse.”

Lv, 12:2-9

Resumen

Una de las líneas de investigación del Laboratorio de Óptica Cuántica del Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, es la producción de parejas de fotones mediante el proceso de conversión paramétrica descendente espontánea (SPDC por sus siglas en inglés de *spontaneous parametric down conversion*) en diferentes medios con propiedades no lineales y con distintos bombeos (cambiando sus propiedades espaciales), así como la caracterización de sus propiedades cuánticas, tales como el espectro angular y el espectro angular condicional. Durante los últimos años utilizando la técnica de conteo de fotones espacialmente resuelta se median estas propiedades.

Para el caso del espectro angular, en el espacio de Fourier (bidimensional), se coloca una punta de fibra óptica que colecta los fotones y que está montada sobre una platina motorizada lineal que permite realizar un escaneo en un área de 15 X 15 mm con pasos mínimos de 50 nm. Los fotones acoplados en la punta de la fibra óptica se propagan hasta un fotodiodo de avalancha de silicio (APD, por sus siglas de *Avalanche Photodiodes*) en donde al detectarse un fotón se produce un pulso eléctrico positivo de 0 a 2.5 V (llamado *TTL* por sus siglas en inglés de *transistor-transistor logic*) que después de ser condicionado (atenuado e invertido) llega a un contador cuya función es contar el número de pulsos que llegan en un intervalo de tiempo.

En el caso del espectro angular condicional, se necesitan dos puntas de fibra óptica en el espacio de Fourier. Una de ellas se coloca en algún punto del anillo producido mediante conversión paramétrica descendente espontánea en donde las cuentas por unidad de tiempo sean máximas, mientras que la otra punta se monta en la platina motorizada para hacer un escaneo diagonalmente opuesto del anillo centrado en el punto que cumple con las condiciones de *phasematching*, es decir, donde $\vec{k}_{s0}^\perp = -\vec{k}_{i0}^\perp$. Cada fibra está conectada a un *APD* en donde los fotones colectados producen pulsos *TTL* que después de ser atenuados y discriminados pasan a un divisor de voltaje que genera dos señales por cada *APD*. En cada caso, una de las señales viaja al contador y la otra es conectada a una compuerta lógica *AND* que produce un pulso en caso de que las señales provenientes de los dos detectores *APD* lleguen dentro de una ventana de coincidencia. Por último, el pulso generado por la compuerta *AND* es enviado al contador.

Esta técnica se tenía bien dominada y produjo excelentes resultados como [1] y [2] que motivaron al estudio de haces estructurados, principalmente los adifraccionales como los Bessel - Gauss [3], sin embargo, obtener un conjunto de imágenes de ambos espectros con buena resolución podría llegar a tardar horas e incluso días debido al tiempo que se debía invertir

en cada imagen.

En el presente trabajo se muestran los avances obtenidos en la implementación de una nueva técnica que permita la medición del el espectro angular y el espectro angular condicional mediante la utilización de una cámara *CCD* (del inglés charge-coupled device) intensificada con mayor calidad y en menor tiempo.

La técnica aquí planteada, ayudará a caracterizar tanto el espectro angular como el espectro angular condicional producidos a partir de haces con diferente grado de enfocamiento y con la reciente adquisición de otra cámara *CCD* intensificada, será posible sincronizar la detección pixel a pixel permitiendo realizar mediciones de enredamiento cuántico.

Agradecimientos

Quiero agradecer, en primera instancia a aquellas personas que estuvieron conmigo a lo largo de todos mis años de estudio. Gracias a mis padres Sabas Maldonado e Isaura Terrón por el cariño, respeto, tolerancia y apoyo con el que me educaron y a mi hermana María Fernanda por ser mi amiga, mi cómplice y mi confidente. Gracias a mis abuelos Miguel Ángel Terrón y Cristina Nieto por su amor, su apoyo incondicional, por confiar ciegamente en mí y por motivarme a cumplir mis objetivos.

Por otro lado, agradezco a mis tíos María de Jesús Lilia, Luis, María Cristina, Miguel Ángel, Itzel y Luis Leonardo por brindarme una familia unida que me respalda en cada una de mis decisiones. A la familia Nieto Juárez y a la familia Flores Nieto por su cariño y su constante atención hacia mí.

Quiero agradecer de manera muy especial a mi asesor de tesis el Dr. Héctor Cruz Ramírez por compartir tanto su tiempo como sus conocimientos conmigo. Hago extensiva este agradecimiento a los miembros del jurado Dr. Jesús Garduño Mejía, Dr. Alfred Barry U'Ren Cortés, Dr. Roberto Ramírez Alarcón y Dr. Ángel Sánchez Cecilio que invirtieron su valioso tiempo para la revisión y mejoramiento de este trabajo.

Asimismo quiero agradecer a Verónica Vicuña por estar dispuesta a escucharme en cualquier momento, a Aldo Fernando Solís por brindarme tan excelentes consejos y a Javier Alejandro López y José Tomás Santiago por hacer amigable el trabajo dentro del laboratorio. Muchas gracias a Erasto Ortiz Ricardo por estar tan pendiente de mí, por su paciencia y por acompañarme en cada momento.

Finalmente agradezco al proyecto PAPIME PE106415 por el apoyo económico brindado durante la realización de este proyecto.

Índice

1. Introducción	12
1.1. Proceso paramétrico descendente espontáneo . . .	12
1.2. Representación matemática del <i>SPDC</i>	17
2. Experimento	35
2.1. Diseño experimental	37
2.2. Técnica de rasterizado	44
2.3. Resultados	46
2.4. Automatización de la cámara <i>ICCD</i>	51
3. Conclusiones	63
4. Apendice A. LabVIEW	65
5. Apendice B. Cámara CCD intensificada	71
5.1. Modos de lectura	74
5.2. Modos de adquisición	75
5.3. Modo de entrada	77
5.4. Modos de disparo	77

Índice de figuras

1. Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea.	12
2. Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea tipo I.	16
3. Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea tipo II.	17
4. Post procesamiento de imágenes	36
5. Delay óptico	37
6. Montaje experimental del Espectro Angular	39
7. Montaje experimental	42
8. Tiempo de inserción de la compuerta que activa el intensificador.	43
9. Espectro angular y espectro angular condicional de la pareja de fotones medidos mediante la técnica de rasterizado.	47
10. Espectro angular de la pareja de fotones	48
11. Espectro Angular Condicional variando el retraso de la señal.	50
12. Espectro Angular y Espectro Angular Condicional	51
13. Interfaz de usuario en el programa realizado en LabVIEW.	52
14. Interfaz de programación en el programa realizado en LabVIEW.	53

15. Secuencia de inicio.	54
16. a) Barra de opciones. b) Opción de Stand by.	55
17. a) Modos de lectura en la interfaz del usuario. b) Subprograma para elegir el modo de lectura Image.	56
18. a) Modos de adquisición en la interfaz de usuario. b) Subprograma para elegir el modo de adquisición Single.	57
19. a) Modos de entrada en la interfaz de usuario. b) Subprograma para elegir el modo de entrada <i>DDG</i> .	58
20. Subprograma para elegir el modo de disparo. En particular, esta imagen se refiere al modo Externo.	59
21. Subprograma que procesa los datos adquiridos en una imagen.	60
22. La cámara regresa al estado de stand by.	61
23. Subprograma para la opción de video.	61
24. Secuencia de apagado.	62
25. While loop	67
26. For loop	68
27. Estructura de casos	69
28. Estructura de secuencia.	70
29. Formula Node	71

A la memoria de Roberto Nieto Juárez

Porque tu recuerdo y tu aliento siempre estarán conmigo

Capítulo 1

1. Introducción

1.1. Proceso paramétrico descendente espontáneo

El proceso paramétrico descendente espontáneo es un proceso cuántico que consiste en hacer incidir un haz de luz (bombeo) sobre un cristal birrefringente y con propiedades ópticas no lineales χ^2 con el fin de generar, con una probabilidad de 1×10^{-6} , una pareja de fotones enredados [4] (señal y acompañante) producidos por la interacción entre los fotones del bombeo (Figura 1).

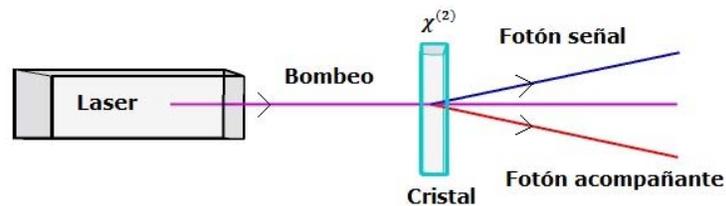


Figura 1: Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea.

Los fotones con mayor probabilidad de emitirse son los que cumplen la conservación de energía y de momento lineal, que matemáticamente se expresa como:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (1)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (2)$$

A las ecuaciones anteriores se les denomina **condiciones de phasematching** [5] y los índices p , s e i corresponden a los fotones bombeo, señal y acompañante respectivamente. Como consecuencia de la ecuación 1 el proceso es descendente debido a que la pareja de fotones producida tiene menor energía que los fotones del haz inicial.

Se dice que el proceso es paramétrico ya que el estado cuántico final e inicial son el mismo. Finalmente, al ser un proceso espontáneo sólo se produce en ciertas ocasiones.

Las propiedades físicas de los cristales están determinadas por su estructura cristalina y no necesariamente tienen el mismo valor en todas las direcciones cristalográficas. Una de estas propiedades es el índice de refracción que permite clasificar a los cristales en isótropos y anisótropos. En los primeros, el índice de refracción es el mismo para todas las direcciones den-

tro del cristal y es independiente del ángulo de incidencia de la luz; mientras que en los cristales anisótropos (o birrefringentes) además de que el índice de refracción varía de una dirección cristalográfica a otra, presentan el fenómeno de birrefringencia que consiste en desdoblarse el rayo de luz incidente en su superficie en rayos refractados. Los cristales birrefringentes, se subdividen en uniaxiales y biaxiales [6].

Los cristales uniaxiales poseen dos índices de refracción que dan lugar a dos rayos refractados con diferentes velocidades. Deben su nombre a que cuentan con una dirección isotrópica en la que cualquier haz que incide en ella no presenta birrefringencia y por tanto, su velocidad es independiente de su polarización, dicha dirección es llamada eje óptico. Los índices de refracción que presenta dependen de la polarización lineal con la que incide la luz de tal manera que si su polarización es perpendicular al plano que contiene al eje óptico se tiene un índice de refracción ordinario y por el contrario, si la polarización es paralela al plano que contiene al eje óptico se tiene un índice de refracción extraordinario que además es función del ángulo de propagación entre el vector de onda de la luz y el eje óptico del cristal. Se dice que el cristal uniaxial es negativo cuando el índice de refracción ordinario es mayor que el extraordinario y se dice que es positivo en caso contrario [7].

Además, presentan efecto de *walk off* debido a que la energía y los frentes de onda viajan en diferentes direcciones. Otra propiedad a destacar en los cristales uniaxiales es el ángulo formado entre el vector de onda y el eje óptico del cristal en el cual se cumplen las condiciones de *phasematching*, llamado ángulo de *phasematching*. Su importancia radica en que es un parámetro variable experimentalmente que determina las frecuencias angulares y ángulos de emisión de la pareja de fotones generada. El ángulo de *phasematching* está definido por el ángulo de corte que realiza el fabricante.

Los cristales biaxiales, por su parte, tiene tres índices de refracción con sus respectivos haces asociados y cuentan con dos ejes ópticos.

Para un cristal uniaxial existen dos maneras de garantizar las condiciones de *phasematching* que dan lugar a dos tipos de conversión paramétrica descendente espontánea. El Tipo I corresponde a la producción de pares de fotones con igual polarización distribuidos en conos concéntricos alrededor del eje definido por el vector de onda del bombeo y poseen polarización perpendicular a los fotones del bombeo (Figura 2). Experimentalmente, se obtiene SPDC tipo I, no colineal y degenerado (ω_i y ω_p son iguales en la ecuación 1) utilizando un cristal uniaxial negativo con un ángulo de *phasematching* de $29,3^\circ$ y un bom-

beo de 405 nm [5].

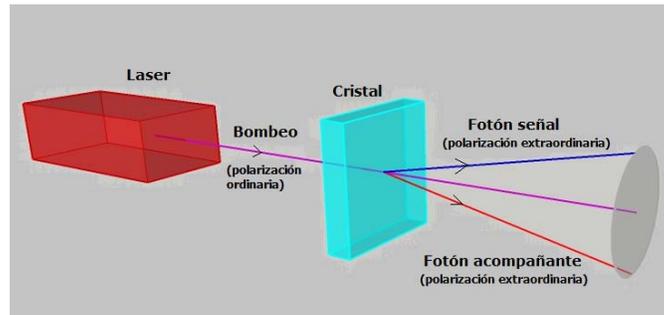


Figura 2: Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea tipo I.

En el Tipo II los fotones generados poseen polarización perpendicular y viajan en una distribución de conos que se intersectan alrededor del mismo eje, en este caso, uno de los fotones generados (s o i) tiene polarización paralela a los fotones del bombeo (Figura 3). Para producir *SPDC* tipo II, no colineal y degenerado se utiliza el mismo bombeo y el mismo tipo de cristal usado en el *SPDC* tipo I con la excepción de que para este caso, el ángulo de *phasematching* es de por ejemplo $41,8^\circ$ [5].

Una vez que se ha llevado a cabo el proceso de *SPDC* dentro del cristal, se puede caracterizar a la pareja de fotones mediante su detección espacialmente resuelta en el espacio de momentos transversal, de manera individual o en coincidencia.

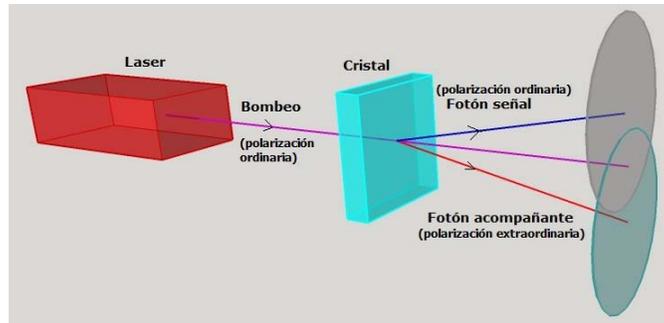


Figura 3: Proceso de conversión paramétrica descendente espontánea tipo II.

Cuando se realiza la detección de fotones individuales, se obtiene la distribución espacial de la pareja de fotones en el espacio de momentos transversal llamado espectro angular. Mientras que cuando se realiza la detección de fotones en coincidencia, es necesario hacer la medición del fotón señal condicionado a la detección del fotón acompañante, lo que da como resultado la distribución espacial del fotón señal conocido como espectro angular condicional. La forma tanto del espectro angular como del espectro angular condicional proporciona información de las propiedades del bombeo y del cristal.

1.2. Representación matemática del SPDC

El estado cuántico del proceso de conversión paramétrico descendente espontáneo tipo I no colineal es [8]:

$$|\Psi\rangle \approx |\text{vac}\rangle + \frac{1}{i\hbar} \left\{ \int_0^t dt' \hat{H}(t') \right\} |\text{vac}\rangle, \quad (3)$$

en donde $|\text{vac}\rangle$ representa al vacío y está dado por $|\text{vac}\rangle = |0\rangle_S \otimes |0\rangle_I$ y $\hat{H}(t')$ es el operador Hamiltoniano correspondiente a la interacción cuya expresión matemática está dada por [12]:

$$\hat{H}(t') = 2\epsilon_0 \int_V dV d_{\text{eff}} \hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} + H.C. \quad (4)$$

Dicho Hamiltoniano depende del coeficiente efectivo no lineal de segundo orden, d_{eff} , el cual puede presentar dependencia espacial (como en el caso de los cristales periódicamente polarizados) y de los operadores de campo eléctrico $\hat{E}_\mu(\vec{x}, t)$ que representan al bombeo, señal y acompañante. Entonces, para conocer el estado cuántico del proceso, es necesario obtener explícitamente el operador de campo eléctrico de los dos fotones.

En el caso del fotón correspondiente al bombeo, se sustituye el operador por su versión clásica [8] y [13], se le da una estructura espacial y se usan como base los haces Helmholtz - Gauss, que son adifraccionales, es decir, son haces que al propagarse conservan su perfil transversal cierta distancia [9]. La función de amplitud compleja de dichos haces es:

$$U(\vec{x}) = \exp\left(\frac{-ik_{tp}^2 z}{2k_p q(z)}\right) GB(\vec{x}) W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y}{q(z)}; k_{tp}\right) \quad (5)$$

que depende tanto de la componente gaussiana dada por $GB(\vec{x}) = \exp(ikz) \left(\frac{1}{q(z)}\right) \exp\left(\frac{-x^2}{W_0^2 q(z)}\right) \exp\left(\frac{-y^2}{W_0^2 q(z)}\right)$ en donde $q(z)$ es el radio complejo del haz y W_0 es el radio del cinturón del haz, como de la función $W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y}{q(z)}; k_{tp}\right)$ que es diferente para cada tipo de haz y es función del ancho del anillo k_{tp} .

De la relación anterior, considerando [13] y [10], y el efecto de walk off se obtiene que

$$E_p(\vec{x}, t) = (2\pi)^3 A_p \int d\omega_p \alpha(\omega_p) \exp\left[-i\left(\frac{k_{tp}^2 z}{2k_p(\omega_p) \cdot q(z)}\right)\right] \times \\ \times GB(x, y - z \tan(\rho_0), z) \cdot W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y - z \tan(\rho_0)}{q(z)}; k_{tp}\right) \quad (6)$$

en donde A_p es una constante y $\alpha(\omega_p)$ es la envolvente espectral no normalizada que contiene las propiedades temporales del bombeo y está dada por:

$$\alpha(\omega_p) = \exp\left(-\frac{(\omega_p - \omega_{p0})^2}{\sigma_p^2}\right) \quad (7)$$

con ω_{p0} la frecuencia angular central y σ_p el ancho de banda del bombeo.

Las funciones GB y W en la ecuación 6 tienen una dependencia diferente a la mostrada en la ecuación 5 debido al efecto de *walk off* que al ser una transición espacial, matemáticamente se traduce como un corrimiento de fase dado por:

$$(x, y) \Rightarrow (x, y - z \tan(\rho_0)) \quad (8)$$

siendo ρ_0 es el ángulo de *walk off*.

Por otro lado, en el caso de los fotones señal y acompañante, su operador de campo eléctrico es [8]:

$$\hat{E}_\mu(\vec{x}, t) = i \int_V d^3 k_\mu \exp \left\{ -i \left[\omega_\mu t - \vec{k}_\mu \cdot \vec{x} \right] \right\} l(\omega_\mu) \hat{a}_\mu(\vec{k}_\mu) + H.C \quad (9)$$

en donde $\omega_\mu(\vec{k}_\mu)$ y $l_\mu = \sqrt{\frac{\hbar \omega_\mu}{2(2\pi)^3 \epsilon_0 \eta (\omega_\mu)^2}}$.

Calculando $\hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)}$ e integrando en \mathbb{R}^3 para considerar todos los modos posibles, se obtiene [8]:

$$\begin{aligned} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} &= - \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_s \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_i l(\omega_s) l(\omega_i) \exp \{ i[\omega_s + \omega_i]t \} \times \\ &\times \exp \left\{ -i[\vec{k}_s + \vec{k}_i] \cdot \vec{x} \right\} \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}_i) \end{aligned} \quad (10)$$

Considerando las ecuaciones 6, 10 y $[\vec{k}_s + \vec{k}_i] \cdot \vec{x} = \vec{k}^\perp \cdot \vec{\rho} + (\vec{k}_{sz} + \vec{k}_{iz})z$ se calcula $\hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)}$ y se encuentra que:

$$\begin{aligned}
\hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} &= -(2\pi)^3 A_p \int_0^\infty d\omega_p \alpha(\omega_p) \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_s \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_i l(\omega_s) l(\omega_i) \times \\
&\times \exp\{-i[\omega_p - \omega_s - \omega_i]t\} \exp\left\{-i\vec{k}^\perp \cdot \vec{\rho}\right\} \times \\
&\times \exp\{-i[k_p - k_{sz} - k_{iz}] \cdot z\} \exp\left\{-i\frac{k_{tp}^2}{2k_p q(z)} z\right\} \times \\
&\times GB(x, y - z \tan(\rho_0), z) \cdot W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y - z \tan(\rho_0)}{q(z)}; k_{tp}\right) \times \\
&\times \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}_i)
\end{aligned} \tag{11}$$

Posteriormente se realiza la integral de volumen haciendo d_{eff} constante y tomando en cuenta que $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s - \omega_i$ y $\Delta k_z = k_p(\omega_p) - k_{sz} - k_{iz}$ y que $\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ es la función de *phasematching* dada por:

$$\begin{aligned}
\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) &= \int_{V_c} dV \exp\left\{-i\vec{k}^\perp \cdot \vec{\rho}\right\} \exp\{i\Delta k_z z\} \exp\left\{-i\frac{k_{tp}^2}{2k_p q(z)} z\right\} \times \\
&\times GB_T(x, y - z \tan \rho_0, z) \cdot W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y - z \tan(\rho_0)}{q(z)}; k_{tp}\right)
\end{aligned} \tag{12}$$

con lo que se obtiene:

$$\begin{aligned}
\int_{V_c} dV \hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} &= -(2\pi)^3 A_p \int_0^\infty d\omega_p \alpha(\omega_p) \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_s \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_i l(\omega_s) l(\omega_i) \times \\
&\times \exp\{-i\Delta\omega t\} \Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) \cdot \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}_i)
\end{aligned} \tag{13}$$

pero si se considera que las integrales en las coordenadas x, y se hacen desde $-\infty$ a ∞ ya que las dimensiones transversales del cristal son mayores que las del bombeo, y que en el caso de

la coordenada z , la integral al referirse a la longitud del cristal L se toma de $-L/2$ a $L/2$, entonces la ecuación 12 se puede reescribir como:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) &= \int_{-L/2}^{L/2} dz \exp\{i\Delta k_z z\} \exp\left\{-i\frac{k_{tp}^2}{2k_p q(z)} z\right\} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\left\{-i\vec{k}^\perp \cdot \vec{\rho}\right\} GB_T(x, y - z \tan \rho_0, z) \cdot \times \\ &\times W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y - z \tan(\rho_0)}{q(z)}; k_{tp}\right) \end{aligned} \quad (14)$$

Separando la integral correspondiente a la parte transversal:

$$\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = \int_{-L/2}^{L/2} dz \exp\{i\Delta k_z z\} \exp\left\{-i\frac{k_{tp}^2}{2k_p q(z)} z\right\} \cdot \Gamma(z; \vec{k}^\perp, k_{tp}) \quad (15)$$

en donde $\Gamma(z; \vec{k}^\perp, k_{tp})$ es la integral transversal de la integral de volumen y corresponde a la transformada de Fourier bidimensional respecto a las frecuencias espaciales \vec{k}^\perp y las coordenadas $\vec{\rho}$ y está dada por:

$$\begin{aligned} \Gamma(z, \vec{k}^\perp, k_{tp}) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\left\{-i\vec{k}^\perp \cdot \vec{\rho}\right\} GB_T(x, y - z \tan \rho_0, z) \cdot \times \\ &\times W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y - z \tan(\rho_0)}{q(z)}; k_{tp}\right) \end{aligned} \quad (16)$$

Integrando temporalmente la ecuación 13, considerado que $\int dt' \exp\{-i\Delta t'\} = 2\pi\delta(\Delta\omega)$ (δ es la delta de Dirac) y que $l(\omega_\mu)$ es constante [8] se

obtiene:

$$\int_0^t dt' \int_{V_c} dV \hat{E}_p^{(+)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} \propto \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_s \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_i \times$$

$$\times \alpha(\omega_s + \omega_i; \omega_{p0}) \Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}_i) \quad (17)$$

Renombrando

$$F(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = \alpha(\omega_s + \omega_i; \omega_{p0}) \Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) \quad (18)$$

y sustituyendo en la ecuación 3 finalmente se obtiene el estado cuántico del proceso de *SPDC*:

$$|\Psi\rangle \approx |\text{vac}\rangle + \eta \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_s \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{k}_i F(\vec{k}_s, \vec{k}_i) \hat{a}_s^\dagger(\vec{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\vec{k}_i) |\text{vac}\rangle \quad (19)$$

en donde la constante η agrupa a todas las constantes resultantes de las integrales y esta relacionada con la eficiencia del proceso de *SPDC*, $F(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ es la función de amplitud conjunta de la pareja de fotones en términos de los vectores de onda, $\alpha(\omega_s + \omega_i; \omega_{p0})$ es la envolvente espectral (ecuación 7) y Φ es la función de *phasematching* dada en (15).

Considerando el caso particular del haz gassiano, se tiene que para dicho haz se cumple:

$$W\left(\frac{x}{q(z)}, \frac{y}{q(z)}; k_{tp}\right) \exp\left\{-i\frac{k_{tp}^2}{2k_p q(z)}\right\} \rightarrow 1 \quad (20)$$

Sin considerar el efecto de *walk off* y sustituyendo en la ecuación 14 se obtiene que la función de *phasematching* para este haz es:

$$\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = L\pi W_0^2 \exp\left\{-\frac{W_0^2}{4} |\vec{k}^\perp|^2\right\} \text{sinc}\left\{\frac{L\Delta k_{\text{eff}}}{2}\right\} \quad (21)$$

en donde

$$\Delta k_{\text{eff}} = \frac{|\vec{k}^\perp|^2}{2k_p} - \Delta k \quad (22)$$

Si ahora suponemos que la sección transversal del haz tiene una forma tal que el cinturón es elíptico de radio W_{0x} sobre el eje x y W_{0y} sobre el eje y, entonces la función de *phasematching* es:

$$\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = L\pi W_0^2 \exp\left\{-\frac{1}{4}[(W_{0x}k_x^\perp)^2] + [(W_{0y}k_y^\perp)^2]\right\} \text{sinc}\left\{\frac{L\Delta k_{\text{eff}}}{2}\right\} \quad (23)$$

con Δk_{eff} dado por la ecuación 22.

Para tomar en cuenta el efecto de *walk off*, se debe considerar la ecuación 8 en los cálculos, lo cual da por resultado la

misma ecuación encontrada anteriormente en (21), salvo que es este caso

$$\Delta k_{\text{eff}} = \frac{|\vec{k}^\perp|^2}{2k_p} + k_y^\perp \tan(\rho_0) - \Delta k_z \quad (24)$$

Y en el caso de tener secciones transversales elípticas en el bombeo, nuevamente se obtiene la ecuación 23 en donde Δk_{eff} está dada por la ecuación 24.

Después de lo mostrado en la ecuación 23, es evidente que la función de *phasematching* puede ser representada por el producto de dos funciones. La primera de ellas es la función *sinc*, relacionada con las propiedades del cristal tales como el ángulo de *phasematching*, la longitud del cristal L y el ángulo de *walk off*, y es llamada función de *phase matching* longitudinal Φ_L . La segunda es el espectro angular del bombeo en función de k_x^\perp y k_y^\perp , contiene propiedades espaciales del bombeo como el radio del cinturón W_0 y k_{tp} y es conocida como función de *phasematching* transversal Φ_T .

Entonces, la importancia de conocer $F(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ radica en que predice el estado cuántico del *SPDC* en base a las propiedades del cristal y las propiedades tanto temporales como espaciales del bombeo.

Para calcular el espectro angular (EA) y el espectro angular condicional (EAC) se hace un cambio de variable en las variables fotónicas $(k_{\mu x}, k_{\mu y}, k_{\mu z})$ sustituyendo $k_{\mu z}$ por $\omega_{\mu}(|\vec{k}_{\mu}|)$ de tal manera que las nuevas variables fotónicas son $(k_{\mu x}, k_{\mu y}, \omega_{\mu z})$ las cuales son medibles experimentalmente.

El EAC está dado por [8]:

$$R_c = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i \langle \Psi | \hat{n}_s(\vec{k}_s) \otimes \hat{n}_i(\vec{k}_i) | \Psi \rangle \quad (25)$$

en donde $\hat{n}_s = \hat{a}^\dagger(\vec{k}_s)\hat{a}(\vec{k}_s)$ y $\hat{n}_i = \hat{a}^\dagger(\vec{k}_i)\hat{a}(\vec{k}_i)$. Si consideramos que

$$|\Gamma\rangle = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i \hat{n}_s(\vec{k}_s) \otimes \hat{n}_i(\vec{k}_i) | \Psi \rangle \quad (26)$$

entonces, la ecuación 25 se puede reescribir como $R_c = \langle \Psi | \Gamma \rangle$.

Si se calcula $|\Gamma\rangle$ se obtiene:

$$|\Gamma\rangle = \eta \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i F_c(\vec{k}_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i, \vec{k}_{i0}^\perp) \cdot \hat{a}^\dagger(\vec{k}_s) \otimes \hat{a}^\dagger(\vec{k}_i) \cdot |0\rangle_s \otimes |0\rangle_i. \quad (27)$$

Y calculando R_c [11]:

$$R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) = |\eta|^2 \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i |F_c(\vec{k}_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i, \vec{k}_{i0}^\perp)|^2 \quad (28)$$

$F_c(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ es la similar a la función mostrada en la ecuación 18 solo que es este caso, y debido al cambio de variables realizado y los parámetros que son importantes considerar en la realización del experimento, está representada por:

$$F_c(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = F(\vec{k}_s, \vec{k}_i) f(\omega_s) f(\omega_i) u(\vec{k}_s^\perp, \vec{k}_{s0}^\perp) u(\vec{k}_i^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) \quad (29)$$

donde $f(\omega_\mu)$ representa los filtros espectrales utilizados en el laboratorio y $u(\vec{k}_\mu^\perp, \vec{k}_{\mu0}^\perp)$ son las puntas de fibra óptica que colectan a los fotones, se consideran como filtros de momento transversal cuyo ancho es proporcional al diámetro del núcleo de la fibra y matemáticamente se pueden modelar con una función gaussiana en el espacio de Fourier dada por:

$$u(\vec{k}_\mu^\perp, \vec{k}_{\mu0}^\perp) \propto \exp\left(-r^2 \left[\vec{k}_\mu^\perp, \vec{k}_{\mu0}^\perp\right]^2\right) \quad (30)$$

siendo r el radio del núcleo de la fibra. Si se considera que se tienen fibra ópticas puntuales, es decir que $r \rightarrow 0$, entonces se cumple:

$$|u(\vec{k}_\mu^\perp, \vec{k}_{\mu0}^\perp)|^2 = \delta(\vec{k}_\mu^\perp, \vec{k}_{\mu0}^\perp) \quad (31)$$

Finalmente, haciendo las transformaciones

$$(\vec{k}_\mu^\perp, k_{\mu z}) \rightarrow (\vec{k}_\mu^\perp, k_\mu) \rightarrow (\vec{k}_\mu^\perp, \omega_\mu) \quad (32)$$

y definiendo correctamente los Jacobianos se tiene

$$\begin{aligned} R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) &= \int d^2 k_s^\perp \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \int d\omega_i \times \\ &\times \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i | F_c(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i^\perp, \omega_i, \vec{k}_{i0}^\perp) |^2 \end{aligned} \quad (33)$$

Si ahora se considera que el bombeo es de onda continua, es decir, monocromático, entonces $\sigma_p \rightarrow 0$ en la envolvente espectral:

$$| \alpha(\omega_s + \omega_i; \omega_p) |^2 \approx \delta(\omega_p - \omega_s - \omega_i) \quad (34)$$

con lo que R_c se convierte en:

$$\begin{aligned} R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) &= \int d^2 k_s^\perp \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \times \\ &\times \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i | F_c(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i^\perp, \omega_p - \omega_s, \vec{k}_{i0}^\perp) |^2 \end{aligned} \quad (35)$$

Pero considerando las ecuaciones 18 y 31 y sustituyendo en la ecuación 35 se obtiene:

$$\begin{aligned} R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) &= \int d^2 k_s^\perp \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \cdot \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i \cdot \delta(\vec{k}_s^\perp - \vec{k}_{s0}^\perp) \delta(\vec{k}_i^\perp - \vec{k}_{i0}^\perp) \times \\ &\times \Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i) \end{aligned} \quad (36)$$

con $\Phi(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ dada por (23). Si se toma el caso gaussiano con sección transversal elíptico, entonces se llega a que:

$$R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) = \exp \left\{ -\frac{1}{4} [(W_{0x} k_{x0}^\perp)^2 + (W_{0y} k_{y0}^\perp)^2] \right\} \times \\ \times \int d\omega_s \cdot \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i \cdot \text{sinc} \left\{ \frac{L \Delta k_{eff}}{2} \right\} |f(\omega_s)|^2 |f(\omega_p - \omega_s)|^2 \quad (37)$$

en donde Δk_{eff} es evaluada en los puntos \vec{k}_{s0}^\perp y \vec{k}_{i0}^\perp .

Reescribiendo (37):

$$R_c(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) = S(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) \times L(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) \quad (38)$$

donde S es el espectro angular del bombeo evaluada en $\vec{k}_{s0}^\perp + \vec{k}_{i0}^\perp$ y depende de las propiedades del mismo y está dada por [11]:

$$S(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) = \left[\exp \left(-\frac{1}{2} \{ W_x^2 (k_{x0}^\perp)^2 + W_y^2 (k_{y0}^\perp)^2 \} \right) \right]^2 \quad (39)$$

y L depende de las propiedades del cristal y es:

$$L(\vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_{i0}^\perp) = \int d\omega_s \cdot \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i \cdot \text{sinc}^2 \left\{ \frac{L \Delta k_{eff}}{2} \right\} |f(\omega_s)|^2 |f(\omega_p - \omega_s)|^2 \quad (40)$$

Por otro lado, el EA está dado por [60]:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i \langle \Psi | \hat{1} \otimes \hat{n}_i(\vec{k}_i) | \Psi \rangle \quad (41)$$

donde \hat{n}_i es el mismo que en el caso del EAC y se puede escribir como $R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \langle \Psi | \Gamma \rangle$. En este caso $|\Gamma\rangle$ es:

$$|\Gamma\rangle = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k_i \hat{1} \otimes \hat{n}_i(\vec{k}_i) | \Psi \rangle \quad (42)$$

Procediendo de manera análoga al caso del EAC, se calcula $|\Gamma\rangle$ y se obtiene:

$$|\Gamma\rangle = \eta \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k'_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k'_i \cdot F_s(\vec{k}'_s, \vec{k}'_i) \cdot \hat{a}^\dagger(\vec{k}'_s) \otimes \hat{a}^\dagger(\vec{k}'_i) \cdot |0\rangle_s \otimes | \rangle_i \quad (43)$$

Luego, $R_s(\vec{k}_{s0}^\perp)$ es:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = |\eta|^2 \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k'_s \int_{\mathbb{R}^3} d^3 k'_i \cdot |F_s(\vec{k}'_s, \vec{k}'_i)|^2 \quad (44)$$

$F_s(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ es la análoga a $F_c(\vec{k}_s, \vec{k}_i)$ pero debido a que para este caso se hace la detección de fotones individuales, solo se necesita una punta de fibra para hacer la medición, por lo que:

$$F_s(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = F(\vec{k}_s, \vec{k}_i) f(\omega_s) f(\omega_i) u(\vec{k}_s^\perp, \vec{k}_{s0}^\perp). \quad (45)$$

Realizando las transformaciones mostradas en la ecuación 32

se obtiene:

$$R_c(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int d^2 k_s^\perp \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \int d\omega_i \times \\ \times \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i | F_s(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i^\perp, \omega_i) |^2 \quad (46)$$

Si, ahora se considera el bombeo como onda continua, entonces se cumple la ecuación 34:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int d^2 k_s^\perp \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \cdot \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i | F_s(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i^\perp, \omega_p - \omega_s) |^2 \quad (47)$$

Si las fibras ópticas son puntuales (ecuación 31) entonces:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int d\omega_s \int d^2 k_i^\perp \cdot \dot{k}_s J_s \dot{k}_i J_i | F_s(\vec{k}_{s0}^\perp, \omega_s, \vec{k}_{s0}^\perp, \vec{k}_i^\perp, \omega_p - \omega_s) |^2 \quad (48)$$

Finalmente, considerando la ecuación 39 lo anterior se reescribe como:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int d^2 k_i^\perp \cdot R_c(\vec{k}_{s0}^\perp) \quad (49)$$

lo que implica que el espectro angular se construye con los fotones que están en coincidencia con el fotón en \vec{k}_{s0}^\perp .

Para obtener la transformada de Fourier inversa de R_s , se parte de (45) debido a que se quiere calcular el modulo cuadrado de la amplitud compleja despues de la propagación que se calcula tomando en cuenta la amplitud compleja con la que se representa a la luz. La transformada en el plano $z = 0$ es:

$$f(\vec{\rho}_s, \omega_s, \vec{\rho}_s, \omega_s) = F^{-1} \left\{ F(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_i^\perp, \omega_i) \right\} \quad (50)$$

Para obtener la transformada a una distancia z' se agrega una fase a la expresión anterior, tal que

$$F(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_i^\perp, \omega_i) \rightarrow F(\vec{k}_s^\perp, \omega_s, \vec{k}_i^\perp, \omega_i) \exp\left(\frac{i |\vec{k}_s^\perp|^2 z'}{2k_s}\right) \exp\left(\frac{i |\vec{k}_i^\perp|^2 z'}{2k_i}\right) \quad (51)$$

Por lo que el espectro angular va a estar dado por:

$$R_s(\vec{k}_{s0}^\perp) = \int_0^\infty d\omega_i \int_{\mathbb{R}^2} d^2 k_i^\perp \langle \Psi | \hat{a}^\dagger(\vec{k}_i^\perp, \omega_i) \hat{a}(\vec{k}_i^\perp, \omega_i) | \Psi \rangle \quad (52)$$

en donde la amplitud compleja es $|\Gamma\rangle = \hat{a}(\vec{k}_i)|\Psi\rangle$ y su transformada de Fourier es $\int_{\mathbb{R}^2} d\vec{k}_{s0}^\perp \exp(i\vec{\rho}_{s0}\vec{k}_{s0}^\perp)$. Si se considera bombeo monocromático y fibras ópticas puntuales (ecuaciones 31 y 34) se obtiene [11]:

$$r_s(\vec{\rho}_{s0}; z') = \int_0^\infty d\omega_s \int_{\mathbb{R}^2} d\vec{k}_i^\perp \times$$

$$\left| \int_{\mathbb{R}^2} d\vec{k}_{s0}^\perp \exp(i\vec{\rho}_{s0} \vec{k}_{s0}^\perp) \exp\left(\frac{i|\vec{k}_{s0}^\perp|^2 z'}{2k_s}\right) F(\vec{k}_{s0}^\perp, \omega_s, \vec{k}_i^\perp, \omega_{p0} - \omega_s) \right|^2 \quad (53)$$

donde $r_s(\vec{\rho}_{s0}; z')$ es la intensidad transversal de un solo fotón.

Análogamente a la ecuación 49, se puede reescribir $r_s(\vec{\rho}_{s0}; z')$ como función de la intensidad transversal de los fotones condicionados $r_c(\vec{\rho}_{s0}, \vec{k}_i^\perp)$, es decir,

$$r_s(\vec{\rho}_{s0}; z') = \int_{\mathbb{R}^2} d\vec{k}_i^\perp r_c(\vec{\rho}_{s0}, \vec{k}_i^\perp), \quad (54)$$

en donde

$$r_c(\vec{\rho}_{s0}, \vec{k}_i^\perp) = \int_0^\infty d\omega_s \times \left| \int_{\mathbb{R}^2} d\vec{k}_{s0}^\perp \exp(i\vec{\rho}_{s0} \vec{k}_{s0}^\perp) \exp\left(\frac{i|\vec{k}_{s0}^\perp|^2 z'}{2k_s}\right) F(\vec{k}_{s0}^\perp, \omega_s, \vec{k}_i^\perp, \omega_{p0} - \omega_s) \right|^2, \quad (55)$$

de lo que se deduce que para un valor dado de \vec{k}_i^\perp , $r_c(\vec{\rho}_{s0}, \vec{k}_i^\perp)$ da los fotone en coincidencia en el espacio de $\vec{\rho}_{s0}$.

Considerando la aproximación de bombeo monocromático (ecuación 34) y fibras ópticas puntuales (ecuación 31), se reescribe la ecuación 55 como:

$$r_c(\vec{\rho}_{s0}, \vec{k}_i^\perp) = \left| S\left(\vec{\rho}_{s0} - \frac{z' \vec{k}_i^\perp}{k_s}; z'\right) \right|^2, \quad (56)$$

en donde S es el espectro angular de un haz Bessel-Gauss de orden cero que puede ser generalizado también para los haces gaussianos y está dado por [11]:

$$S(\vec{\rho}_{s0} - \vec{\rho}_i; z') = \int_{\mathbb{R}^2} d^2 \vec{k}^\perp \exp(i \vec{\rho}_{s0} \vec{k}^\perp) \exp\left(\frac{i |\vec{k}^\perp|^2 z'}{2k_s}\right) S(\vec{k}^\perp). \quad (57)$$

Capítulo 2

2. Experimento

El objetivo de este trabajo es hacer mediciones del espectro angular y del espectro angular condicional mediante la utilización de una cámara intensificada modelo *iSTAR 334T* (Apendice B).

La cámara intensificada es un instrumento que consta de dos dispositivos, el tubo intensificador y el sensor *CCD* ultra sensible. El parámetro *gain* representa el voltaje que se le está impartiendo al tubo intensificador y determina la amplificación de cada fotón, mientras que el tiempo de exposición, es el parámetro que controla el sensor *CCD* cuya función es detectar la imagen y convertirla en una imagen digital.

Con el fin de realizar las mediciones del espectro angular y del espectro angular condicional, se consideraron dos opciones.

La primera de ellas, es un post procesamiento de imagen mostrado en la figura 4. Consiste en tomar continuamente imágenes del fotón acompañante con la cámara *ICCD* y en detectar

al fotón señal en un detector *APD*. La señal producida por cada imagen de la *ICCD* pasa por un retraso temporal para compensar el tiempo de respuesta del *APD* y después arriba a la compuerta *AND* mientras que por otro lado, la señal proveniente del *APD* es propagada por cable a la compuerta lógica *AND*, en donde si alguna de las señales provenientes del retraso temporal llega en una determinada ventana de coincidencia con respecto a la señal proveniente del *APD*, entonces, la imagen correspondiente a dicha señal se guarda, de manera contraria, las imágenes se desechan.

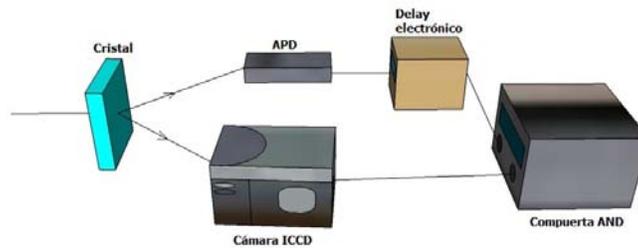


Figura 4: Post procesamiento de imágenes

La segunda opción, es mediante retraso óptico como se muestra en la figura 5 en donde el fotón señal al ser detectado por un *APD* genera un pulso que dispara la cámara *ICCD*, mientras que el fotón acompañante, es propagado por un retraso óptico que iguala el tiempo de respuesta de la cámara, con el fin de que llegue justo en el momento en que la cámara inicie la ad-

quisición de datos para ser detectado por ella.

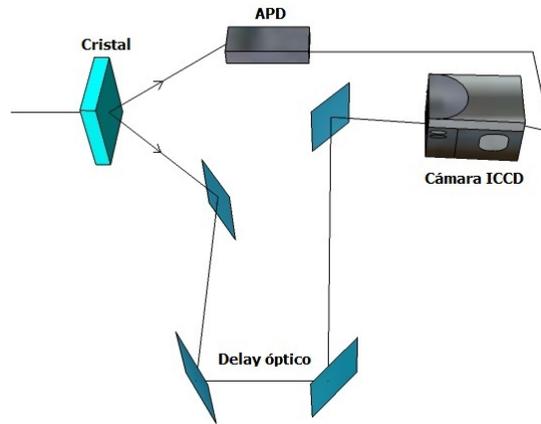


Figura 5: Delay óptico

De acuerdo a los recursos con los que se contaba, se seleccionó la segunda de las opciones mencionadas anteriormente y a continuación, se describe el procedimiento experimental para llevarla a cabo.

2.1. Diseño experimental

Se utilizó un láser CrystaLaser [15] que emite principalmente fotones con una longitud de onda de 405 nm. De acuerdo a la ecuación (1), al usar un bombeo de 405 nm y considerando el caso degenerado, la pareja de fotones generada tiene una

longitud de onda de 810 nm y debido a que el láser puede generar algunos fotones en esa longitud de onda, se coloca antes del cristal un filtro *BG-39* que elimine aquellas longitudes de onda alrededor de 810 nm provenientes del láser.

El centro del cristal, se colocó justo en el cinturón del haz de bombeo que se encuentra a 65 pulgadas desde la salida del láser, de tal manera que el bombeo incide de manera perpendicular a una de sus caras. El cristal utilizado es *BBO* (beta borato de Bario) que es un cristal uniaxial negativo de dimensiones 10 mm x 10 mm x 1 mm y cuyo ángulo de *phase matching* es de $29,3^\circ$, por lo que de acuerdo a lo mencionada en el capítulo anterior, produce *SPDC* tipo I, no colineal y degenerado.

Una vez producido el *SPDC* dentro del cristal y al ser un proceso ineficiente, después del mismo sobreviven fotones provenientes del bombeo por lo que es necesario colocar un filtro pasa altas con longitud de corte de 488 nm (que como su nombre lo indica, deja pasar longitudes de onda mayores de 488 nm y atenúa las longitudes de onda menores a dicho valor) para evitar el paso del bombeo remanente.

Después se colocó un filtro pasa banda (que deja pasar un determinado rango de longitudes de onda, atenuando el resto) centrado en 810 nm y cuyo ancho de banda de 10 nm [16] de-

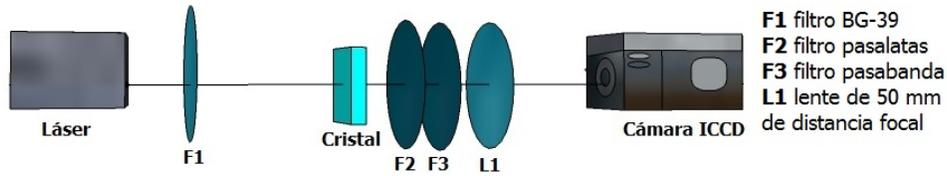


Figura 6: Montaje experimental del Espectro Angular

termina el ancho del anillo de *SPDC*.

Posteriormente se colocó una lente de 5 cm de distancia focal de tal manera que el centro del cristal se encuentre en el plano focal de la misma. A 5 cm de la lente, se localiza el plano de Fourier bidimensional donde se forma el espectro angular y el espectro angular condicional. Para poder observar el espectro angular basta con colocar la cámara *ICCD* con los parámetros adecuados (mostrados en la sección posterior) sobre ese plano de Fourier (figura 6). Sin embargo, para el caso del espectro angular condicional, se necesitan tener otras consideraciones.

El espectro angular condicional como su nombre lo dice se puede medir siempre y cuando se pueda condicionar el fotón señal con el fotón acompañante para lo cual es necesario que ambos fotones sean detectados en una ventana de coincidencia de 5 a 7 ns, ya que lo que se busca es que este tiempo sea el menor posible. Entonces, el fotón acompañante va a ser colectado en el plano de Fourier bidimensional por una fibra óptica que lo

transportará a un *APD* en donde se generará un pulso *TTL* por cada fotón detectado y cuya señal se propagará hasta la cámara *ICCD* para dispararla de manera externa. En teoría, el otro fotón debería ser visible en el extremo opuesto donde se está condicionado, pero en el experimento, dicho fotón debe viajar un camino óptico que compense el tiempo que tarda el fotón acompañante en recorrer la fibra óptica, el tiempo de respuesta del *APD*, el tiempo que tarda la señal generada por el *APD* en atravesar el cable y el tiempo que pasa desde que llega la señal hasta que se inicia la adquisición de datos en la cámara *ICCD*.

Como la pareja de fotones es generada en 810 nm, el experimento fue alineado con un láser cuyo bombeo estaba centrado en 785 nm para simular la trayectoria estos fotones. Para ello, antes de montar el cristal, el filtro pasaaltas, el filtro pasabanda y la lente de 5 cm, se colocó un espejo abatible para introducir el láser deseado y una lente de 7.5 cm también abatible, montada después de su distancia focal para garantizar que el haz se abriera aproximadamente $7,8^\circ$ que es el ángulo al que salen los fotones del cristal cuando se produce el proceso de *SPDC* tipo I. sin embargo, una vez alineado el experimento con el láser de 785 nm, se procedió a retirar tanto el espejo como la lente abatible y se colocó el cristal, los filtros y la lente de 50 mm.

A 2.5 cm de la lente de 50 mm se colocó un divisor de haz 50:50

(no sensible a polarización) que dividió los fotones generados en dos caminos. Un camino a la izquierda del divisor, donde a 2.5 cm se colocó la platina motorizada lineal en la que se montó la fibra óptica encargada de coleccionar los fotones acompañantes. Y el otro camino siguió su recorrido por el *delay* óptico (figura 7).

Para la construcción del *delay* óptico se consideró el tiempo de respuesta de la cámara y como este valor nos era desconocido debido a que el fabricante sólo menciona un intervalo de tiempo más no el valor exacto, fue necesario encontrar dicho valor haciendo uso de un osciloscopio. La figura 8 muestra dos señales, la superior representa la señal enviada y la inferior muestra la señal de entrada a la cámara usando disparo rápido, se encontró que la diferencia de ambas señales, es decir, el tiempo de inserción de la cámara es de 19.9 ns, por lo que el tiempo de recorrido del fotón señal debe ser de al menos 19.9 ns.

Después del divisor de haz, a 32.5 cm se colocó una lente de distancia focal de 30 cm, seguida de una lente de 50 cm de distancia focal colocada a 80 cm de la anterior, a 125 cm se montó una lente de 75 cm, a 150 cm se colocó otra lente de igual distancia focal, a 175 cm se colocó una lente de 1 m y posteriormente otra de 1 m a 2 m de distancia de la lente anterior, obteniendo así transformadas y antitransformadas de

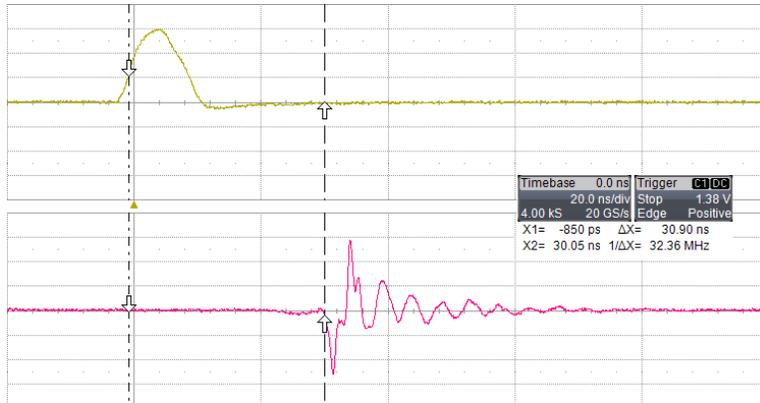


Figura 8: Tiempo de inserción de la compuerta que activa el intensificador.

Fourier bidimensionales. Finalmente, a 1 m de la última lente, se situó un espejo plano que regresa a los fotones en la misma trayectoria mencionada anteriormente pero en sentido inverso hasta alcanzar el plano imagen de la lente de 50 cm, en donde se puso un *PBS* que permite el paso de los fotones verticalmente polarizados hacia la dirección perpendicular del camino óptico.

El bombeo tiene polarización paralela al plano de incidencia p , entonces los fotones generados tienen polarización perpendicular al plano de incidencia s . En la propagación de ida los fotones se propagan con polarización s y para asegurarnos colocamos una placa lambda medios que rota su polarización. Estos fotones se propagan hasta llegar al *PBS* en donde los fo-

tones con polarizaciones se transmiten y los que tienen polarización p se reflejan. Al final del recorrido, antes del espejo plano, se coloca una placa lambda cuartos de tal forma que al regresar los fotones tengan polarización p . Por lo tanto, en este punto los fotones de ida tienen polarización s y los fotones de regreso tienen polarización p , de tal forma que al llegar al *PBS* los fotones de regreso se desvían por reflexión a la cámara *ICCD*. A 20 cm del *PBS* se colocó una lente con esa distancia focal para crear el plano de Fourier bidimensional a 20 cm de la misma.

El diseño experimental completo, se muestra en la figura 7, en donde se detallan los pormenores para construir el *delay* óptico de 176.7 cm correspondiente a un *delay* temporal de 58.6 ns.

2.2. Técnica de rasterizado

Al ser una técnica ya bien dominada, se decidió montar la técnica de rasterizado en el plano de detección previamente a poner en marcha la nueva técnica.

El proceso de rasterizado consiste en detectar a los dos fotones, señal y acompañante al mismo tiempo en *APD*'s independientes. Así que, para colectar al fotón señal, se colocó una fibra óptica sobre una platina motorizada a la salida del haz reflejado del *BS*, mientras que para detectar al fotón acompañante,

se montó un sistema análogo al antes mencionado, pero en el plano de detección mostrado en la figura 7. Ambas fibras tenían las mismas características incluyendo su longitud y cada una de ellas estaba conectada a su respectivo *APD*.

Para compensar el *delay* temporal de ambos fotones, fue necesaria la utilización de un cable que retrasara la llegada del fotón señal al *APD* 58,6 ns que es el mismo tiempo que tarda el fotón acompañante en recorrer el camino óptico.

Para hacer mediciones tanto del espectro angular como del espectro angular condicional de la pareja de fotones se conectó la fibra que colecta al fotón señal al *APD* y éste a un contador y con la platina motorizada sobre la que se montó la fibra se realizó un escaneo lineal del anillo de *SPDC* hasta encontrar la posición en que las cuentas por segundo eran máximas, lugar en el que se fijó la posición de esta fibra. Posteriormente con la fibra colocada en el plano de detección se realizó un escaneo de 10 X 10 mm con un tiempo de exposición de 1 s y pasos de 50 nm.

Por cada fotón que llega al *APD* se produce un pulso *TTL* de 2.5 V con 17 ns de ancho que pasa tanto por un atenuador como un inversor con el fin de generar un pulso de -250 mV con 17 ns de ancho que sea aceptado por el discriminador cuya

función es seleccionar aquellos pulsos que estén por arriba de un valor umbral de -200 mV y crear por cada uno de ellos un pulso con un ancho de 5 a 7 ns. El tren de pulsos así creado, se divide en dos señales por cada *APD*, una de ellas va a un contador independiente y la otra se propaga a una compuerta *AND* en donde se encuentra con la señal del otro *APD* y en caso de que ambas señales lleguen con una ventana de coincidencia de 7 ns se produce un pulso que es registrado en un tercer contador.

Los resultados obtenidos con el proceso de rasterizado se muestran en la figura 9, en donde la imagen principal corresponde al espectro angular de la pareja de fotones, mientras que la imagen inferior izquierda muestra las cuentas en coincidencia, es decir, el espectro angular condicional, tomadas en un escaneo de 3 X 3 mm, con 3 s de tiempo de exposición con pasos de 50 nm.

2.3. Resultados

Una vez obtenidos resultados exitosos con la técnica de rasterizado, se procedió a retirar la platina motorizada con su respectiva fibra óptica y su *APD* del plano de detección para colocar la *ICCD* sobre el mismo. Cabe destacar, que sin embargo,

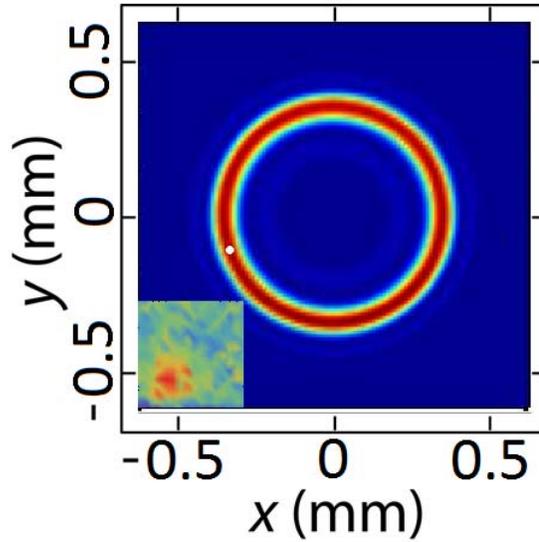


Figura 9: Espectro angular y espectro angular condicional de la pareja de fotones medidos mediante la técnica de rasterizado.

la platina motorizada colocada en una de las salidas del *BS*, la fibra óptica montada sobre ella y el APD que detecta su señal se mantuvieron en su misma posición.

Haciendo uso del programa elaborado en LabVIEW y la configuración de *single scan*, *CW ON* y disparo interno, para el modo de adquisición, de entrada y de disparo respectivamente (todos los tecnicismos correspondientes a la *ICCD* son explicados en el **Apéndice B**), se obtuvo el espectro angular en el plano de Fourier con un tiempo de exposición de 0.1 s y 500

en gain. La imagen obtenida directamente con el programa es la mostrada en la figura 10.

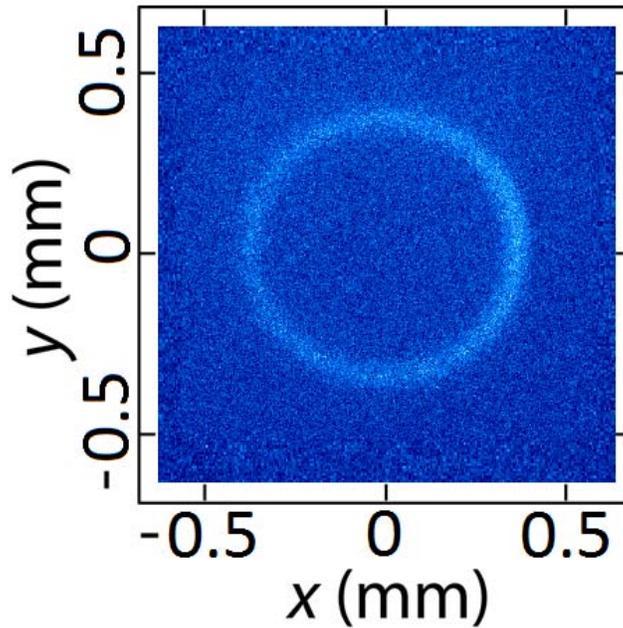


Figura 10: Espectro angular de la pareja de fotones

Para el caso del espectro angular condicional el modo de adquisición fue acumulativo, el de entrada fue *Gate only* y el de disparo fue interno. El fotón señal es colectado por la fibra óptica a la salida del *BS*, viaja a lo largo de la fibra óptica hasta el *APD* en donde por cada fotón detectado se produce un pulso *TTL* de 2.5 V con 7 ns de ancho mismo que se propaga por cable hasta una de las entradas de la *ICCD*, que a su vez producirá

un pulso interno dentro de la cámara que abre el intensificador del dispositivo, llevando a cabo la adquisición de la imagen.

Debido a que en este caso sólo se tiene una fibra óptica y un *APD*, el tiempo que tarda el fotón señal en recorrer la fibra óptica y el tiempo de respuesta del *APD* toman una gran importancia. Por un lado, el fabricante de la fibra óptica, nos indica que el tiempo de recorrido de un fotón a lo largo de la fibra es de 10 ns. Sin embargo, por otro lado, se desconoce totalmente el tiempo de respuesta del *APD*.

Para medir el tiempo de respuesta faltante, se aprovecho el hecho de que el *APD* se conecta directamente a la cámara intensificada, así, lo que se hizo fue ir cambiando la longitud del cable entre los dos dispositivos, y por ende el tiempo de retraso de la señal, ya que una vez que el tiempo que el fotón acompañante tarda en propagarse por el *delay* óptico se empate con el tiempo que transcurre entre que el fotón señal se detecta en la fibra óptica hasta que se inicia la adquisición de datos en la *ICCD* será visible el espectro angular condicional en el programa realizado. En la figura 11 se observan las imágenes obtenidas variando el tiempo de retraso de la señal desde 8.2 hasta 11.2 ns con intervalos de 0.5 ns.

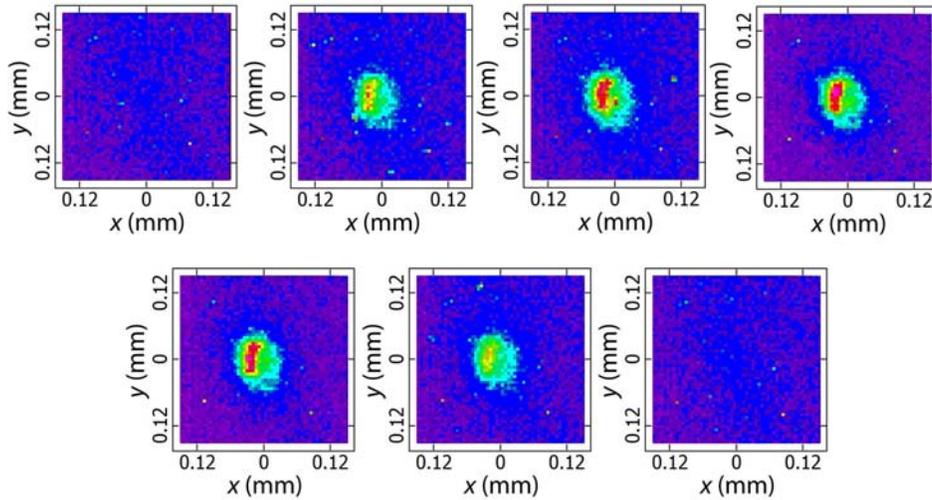


Figura 11: Espectro Angular Condicional variando el retraso de la señal.

De la figura 11 es posible observar que cuando se probó con un cable de 9.2 ns, se obtuvo la máxima intensidad en el espectro angular condicional, lo cual indica que el tiempo de respuesta del APD es de 20.0 ns.

En la Figura 12 se muestra el Espectro Angular y su correspondiente Espectro Angular Condicional.

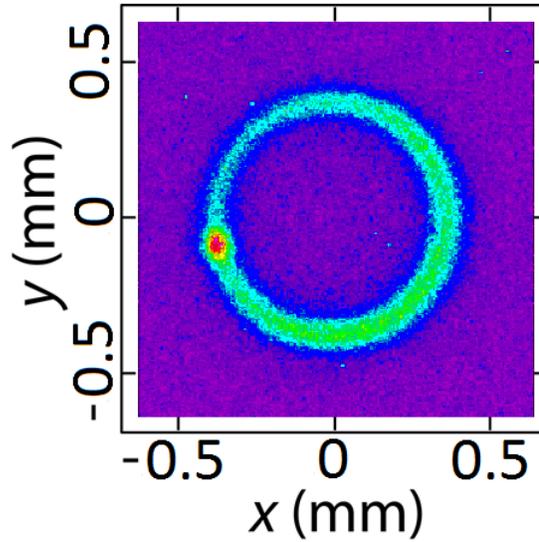


Figura 12: Espectro Angular y Espectro Angular Condicional

2.4. Automatización de la cámara ICCD

Con el fin de operar las funciones de la cámara, manipular los parámetros y visualizar gráficos de los experimentos en tiempo real, se realizó un programa en LabVIEW (una breve explicación de LabVIEW y sus funciones se muestra en el *Apéndice A*) utilizando los controladores de la cámara proporcionados por la empresa que fabricó el dispositivo. La interfaz de usuario y la de programación se muestran en las imágenes 13 y 14 respectivamente.

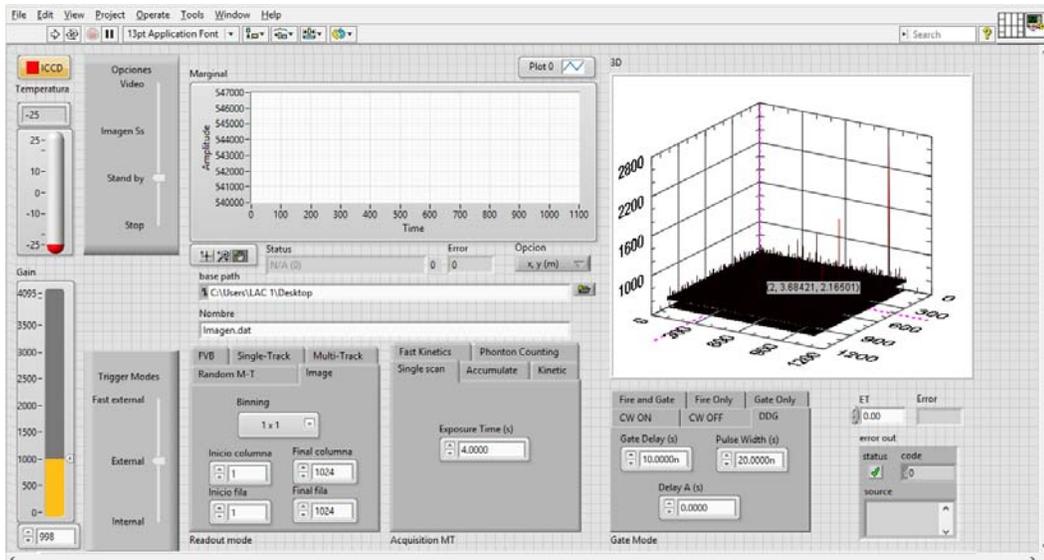


Figura 13: Interfaz de usuario en el programa realizado en LabVIEW.

La interfaz de programación está conformada básicamente por una estructura de secuencia que cuenta con tres subprogramas.

El primer subprograma, consiste en una estructura de secuencia que lleva a cabo el proceso de encendido de la cámara (figura 15), es decir, enciende el enfriador termoeléctrico, espera a que la cámara logre llegar a la temperatura ideal para trabajar (que en este caso es de -25°C pero que puede cambiar de acuerdo a las condiciones ambientales en las que se trabaje) e inicia las funciones (figura 15). En la interfaz de usuario, éste puede ir visualizando la temperatura gráfica y precisa del

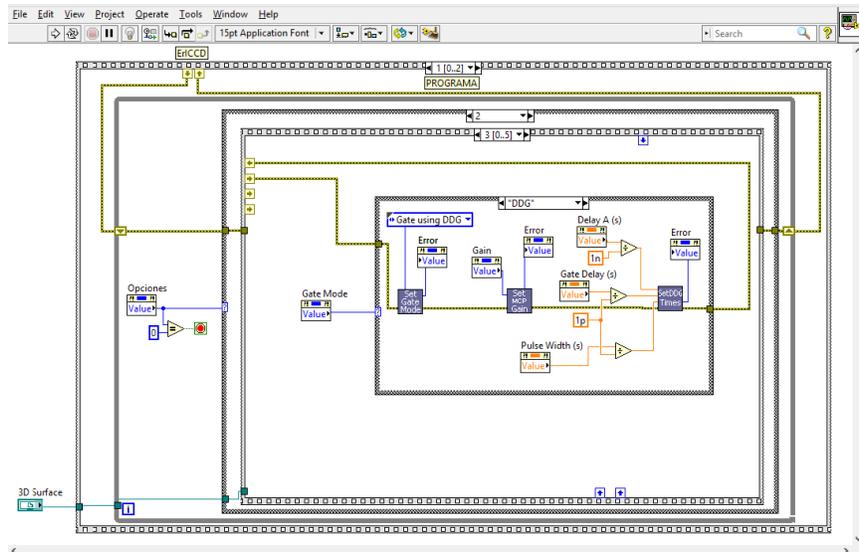


Figura 14: Interfaz de programación en el programa realizado en LabVIEW.

instrumento en un termómetro y un indicador, respectivamente y una vez que la temperatura es la deseada y es estable se prende un botón indicando que la cámara está lista para ser utilizada.

El segundo subprograma, es el cuerpo principal del programa y es el que nos ayuda a adquirir los datos con las características que necesitamos. Consta de un *while loop* cuya condición terminal se cumple cuando el usuario elige la opción *stop* en la barra marcada con la leyenda opciones. Dicha barra es mostrada en la interfaz del usuario, determina el estado de la cámara y cuenta con las siguientes opciones: *stop*, *stand by*, imagen Ss

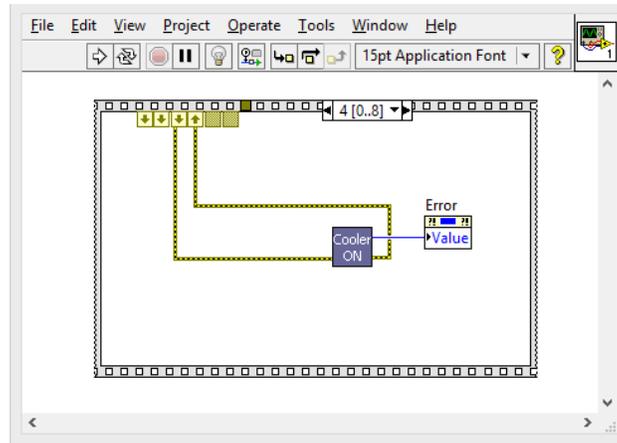


Figura 15: Secuencia de inicio.

(una solo foto) y video, que corresponden a los números 0, 1, 2 y 3 en el identificador de diagrama (figura 16a). Dentro del *loop*, existe una estructura de casos que ejecuta el subprograma correspondiente a la elección del usuario en la barra de opciones (que funciona como el selector) a excepción, claro está, de la opción marcada con stop que detiene el programa y lo manda a la última fase.

En el caso de *stand by*, al ser la opción marcada por default, comprueba que la temperatura sea la adecuada y espera alguna orden (figura 16b).

La opción de una sola foto es una estructura de secuencia que en cinco pasos adquiere y visualiza los datos recabados. En el primer paso, hay una estructura de casos en la que están con-

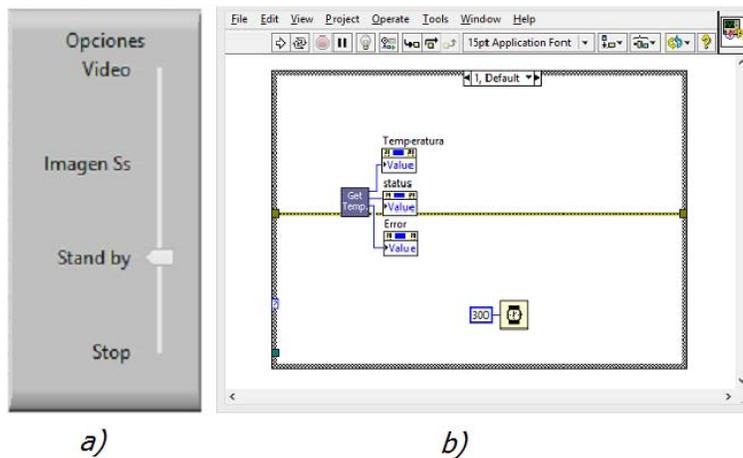


Figura 16: a) Barra de opciones. b) Opción de Stand by.

tenidos los subprogramas de los modos de lectura, explicados en el *Apéndice B*, y en el que el selector está representado en la interfaz de usuario por una carpeta en la que cada una de sus pestañas está asociada a un modo de lectura permitiendo así manipular los parámetros de entrada de cada uno de los modos (figura 17a).

En el caso de *Single-track*, los parámetros de entrada son el número de filas que conforman el grupo de filas y el número de la fila central; para *Multi-track*, son el número de *Single-track's*, el número de filas que conforman el *Single-track* (el mismo para todos los *single-tracks*), la posición inicial del primer *single-track*, la distancia entre grupos y el desplazamiento

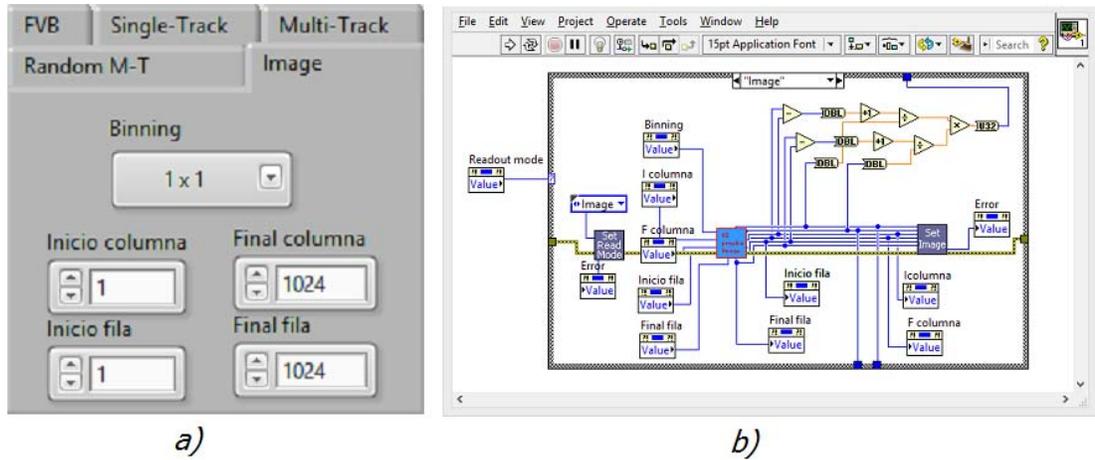


Figura 17: a) Modos de lectura en la interfaz del usuario. b) Sub-programa para elegir el modo de lectura Image.

vertical hacia arriba (denotada con números positivos) o hacia abajo (denotada con números negativos) del conjunto de grupos; para *Random-track* los parámetros son los mismos que los acabados de mencionar solo que en este caso, tanto el número de filas que conforman cada *single-track* como la posición de éstos pueden ser diferentes; en *FVB*, no hay parámetros de entrada, ya que todos los píxeles de una columna forman un super píxel; finalmente en *Image* (figura 17b), los parámetros son el *binning*, el número de la fila y la columna de inicio de la sub imagen, así como el número de la fila y columna final de la misma, además de que se elaboró un sub VI (cuadro azul con letras rojas en la figura 17b) para garantizar que el *binning* fuera el adecuado para la sub imagen elegida y de no ser así,

modificará las dimensiones de ésta.

El segundo paso tiene la misma estructura que el anterior y su fin es elegir el modo de adquisición de datos (figura 18b). Su correspondiente selector mostrado en la interfaz del usuario se muestra en la figura 18a. El parámetro de entrada común para todos los modos de adquisición es el tiempo de exposición, sin embargo, *accumulate* necesita también, el número de acumulaciones; *kinetic* el número de series, y el de acumulaciones, el *kinetic cycle time*; y *fast kinetic* además de los parámetros de entrada de *kinetic* requiere el número de filas que abarca la imagen.

El paso siguiente es escoger el modo de entrada. Aunque en

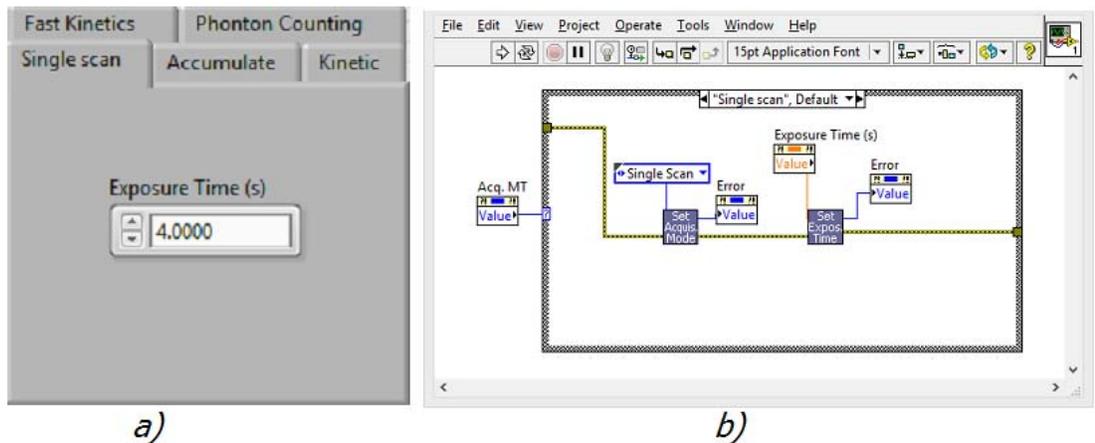


Figura 18: a) Modos de adquisición en la interfaz de usuario. b) Subprograma para elegir el modo de adquisición Single.

éste caso también se tiene una estructura de casos y el selector es una carpeta con pestañas (figura 19a).

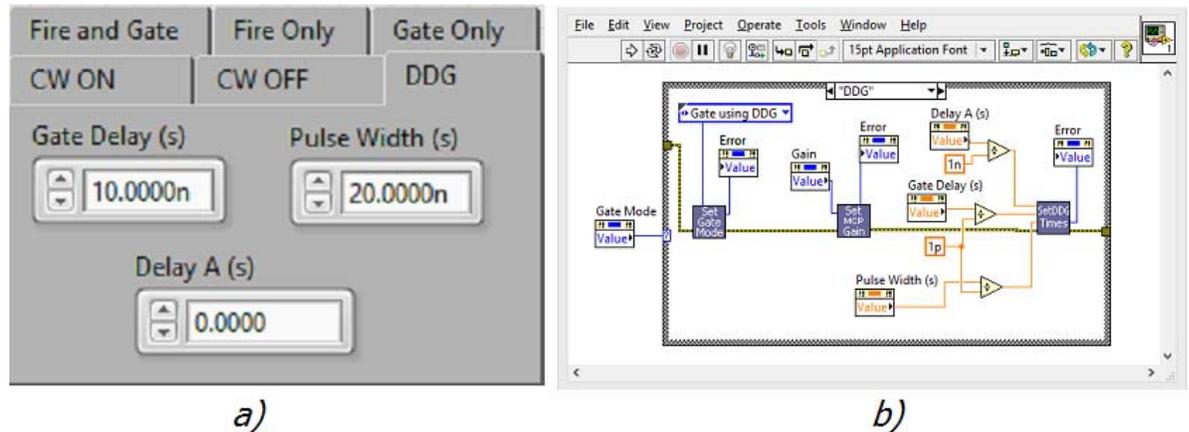


Figura 19: a) Modos de entrada en la interfaz de usuario. b) Sub-programa para elegir el modo de entrada *DDG*

El parámetro de entrada en común para los modos de entrada, es decir, el *gain* se localiza fuera de las pestañas de la carpeta, ya que al ser un parámetro de gran importancia debe ser asignado correctamente antes de adquirir las imágenes para evitar que la cámara se sature. Así, el *gain* se puede variar y observar de la misma manera que la temperatura del dispositivo con la diferencia de que éste se puede variar de una imagen a otra. El único modo que requiere más parámetros de entrada es *DDG*, ya que además necesita el retraso y el ancho con respecto de la señal recibida (figura 19b).

Posteriormente y análogo al caso anterior, se encuentran los

modos de disparo en cuyo caso y al no haber parámetros de entrada, el selector es una barra que cuenta con las opciones de disparo *internal*, *external* y *fast external*. El diagrama de bloques se muestra en la figura 20.

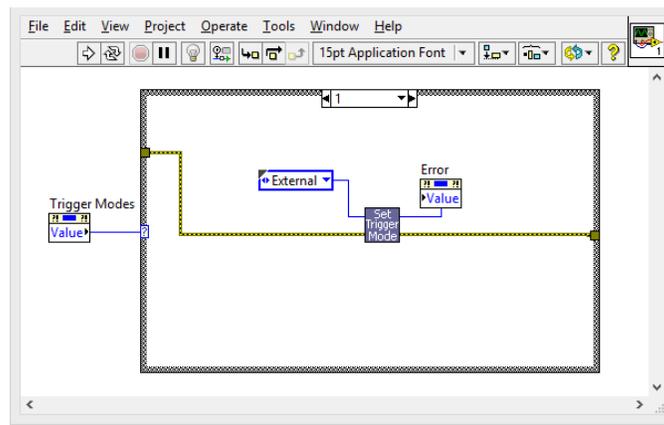


Figura 20: Subprograma para elegir el modo de disparo. En particular, esta imagen se refiere al modo Externo.

Después, se pasa al subprograma que haciendo uso de algunos parámetros de entrada del modo de lectura elegido y de un *while loop* lleva a cabo el procesamiento de los datos que permite construir la matriz de imagen que es posible visualizar de dos maneras, la gráfica y la marginal en la que el número binario de todos los pixeles de una columna se suman dando un único valor, además de que el conjunto de datos, se guarda en un documento .dat.

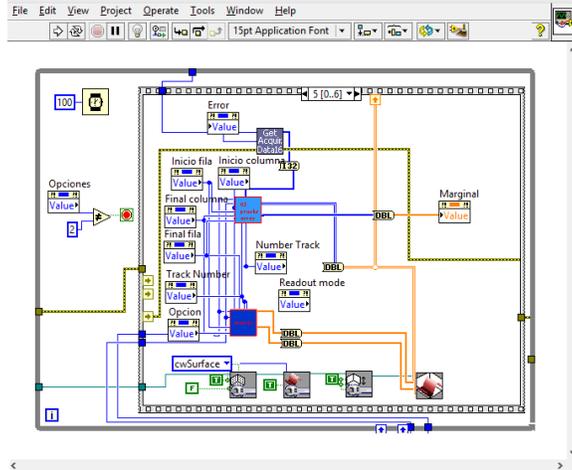


Figura 21: Subprograma que procesa los datos adquiridos en una imagen.

El quinto y último paso es que al terminar la adquisición y una vez que se han visualizado las imágenes, la cámara regresa al estado de *stand by* tal y como lo muestra la figura 22.

La opción restante, es decir, video, lleva la misma estructura que en el caso de una sola imagen, con la excepción de que en video sólo es viable cuando el modo de adquisición es single, tal y como se muestra en la figura 23 y de tal manera que una vez transcurrido el tiempo de exposición, se visualiza la imagen y después de esperar unos cuantos microsegundos, tiempo en el que el MCP se limpia, se vuelve a iniciar el proceso de adquisición y visualización de datos.

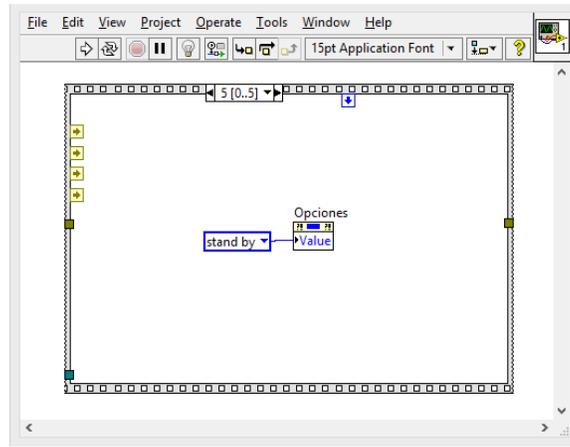


Figura 22: La cámara regresa al estado de stand by.

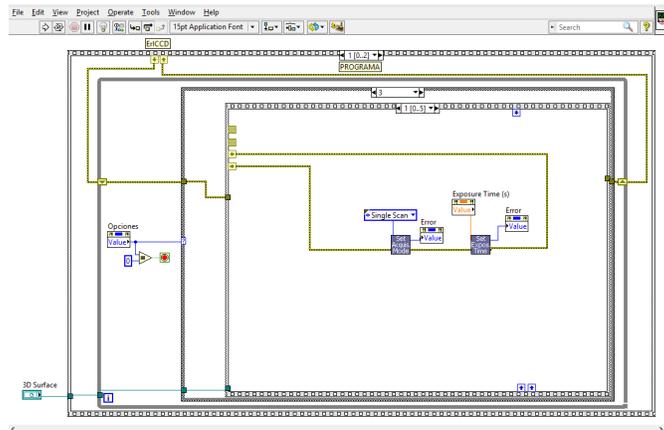


Figura 23: Subprograma para la opción de video.

El tercer subprograma, se ejecuta cuando el usuario elige *stop* en la barra de opciones y lleva a cabo la secuencia de apagado, en la que se se cierran los puertos, se apaga el enfriador ter-

moelétrico y una vez que la temperatura de la cámara sube a 0°C, se apaga (figura 24).

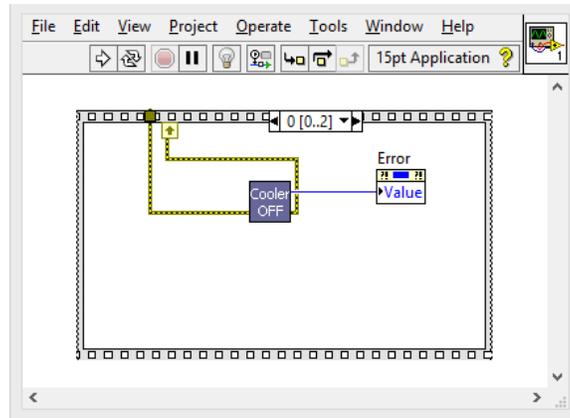


Figura 24: Secuencia de apagado.

Capítulo 4

3. Conclusiones

Se implementó exitosamente una nueva técnica a la antes utilizada en el laboratorio de Óptica cuántica basada en una cámara intensificada.

Se realizó un programa en LabVIEW que se usará en todos los experimentos en los que se implementará esta nueva técnica. Para ello se hicieron las modificaciones correspondientes a los *Vi's* recibidos del proveedor de la *ICCD* que estaban enfocados a otro tipo de aplicaciones. Además, el programa es lo suficientemente detallado para evitar que algún error del usuario afecte el desempeño de la *ICCD* que es un instrumento de frontera muy sensible a la luz.

Se diseñó y se montó un arreglo experimental que permite implementar la técnica de obtención de imágenes de un fotón disparadas por la detección del otro fotón. Además, el arreglo experimental permite comparar con la técnica de restarización ampliamente dominada en el laboratorio e implementada con éxito en este trabajo.

Con la nueva técnica fue posible hacer mediciones en tiempo real del Espectro Angular y del Espectro Angular Condicional condicionado por la detección en fibra óptica del fotón señal.

Esta nueva técnica, permitió reducir drásticamente el tiempo de duración del experimento ya que la obtención de imágenes se realizó, en el caso del espectro angular en segundos y en el caso del espectro angular condicional en unas cuantas horas, además de que se hizo uso de una menor cantidad de material de laboratorio como *APD's*, fibra óptica y procesadores de señales.

La técnica aquí mostrada, se planea utilizar en experimentos tales como obstrucciones y superenfocado en haces Bessel y Gauss, así como en mediciones de enredamiento cuántico que permitirán crear una nueva línea de investigación dentro del Laboratorio de Óptica Cuántica.

Apendices

4. Apendice A. LabVIEW

Es un entorno de programación que permite crear y visualizar sistemas de automatización implementando funciones y controladores para comunicarse con instrumentos autónomos de NI de terceros. Es capaz de trabajar con escritura algorítmica e interactuar con códigos ANSI o .NET y una de las principales ventajas que presenta es la adquisición y análisis de datos de manera simultánea que facilitan la toma de decisiones durante el desarrollo de un experimento [17].

Un VI es cualquier programa realizado en LabVIEW cuyas siglas se deben a la similitud que presenta tanto en funcionamiento como en apariencia a un aparato actual (virtual instrument). Consta de dos interfaces, la interfaz de programación y la del usuario. En la primera de ellas, se realiza una programación gráfica en la que el usuario ayudado de terminales, sub-VI's y cables, desarrolla el diagrama de flujo que rige el sistema de automatización, mientras que en la segunda el usuario tiene la posibilidad de manipular parámetros y visualizar datos fácilmente gracias a los controles, indicadores y gráficos con

los que cuenta.

Un subVI es un subprograma que realiza una función en particular y análogamente al caso anterior, cuenta con las dos interfaces mencionadas anteriormente con la diferencia de que en la interfaz de programación el usuario haciendo uso de terminales y cables resuelve un problema de programación. A diferencia de un VI, tiene asociado un icono y parámetros de entrada y de salida que hacen posible el intercambio de datos entre los subVI's y los VI's . Cabe destacar, que los parámetros de entrada son aquellos parámetros que una vez operados proporcionan resultados que dan lugar a los parámetros de salida. Otra diferencia a considerar, es que los subVI's se guardan en librerías que pueden contener uno o varios de estos elementos.

Existen 5 estructuras básicas con las que cuenta la interfaz de programación que llevan a cabo diferentes funciones permitiendo organizar y simplificar información en el diagrama de bloques.

En el caso de la organización, se tiene que por un lado while loop y for loop son estructuras cuya función es reproducir un subprograma colocado en su interior, mientras que por otro, sequence structure y case structure ejecutan una serie de estos subdiagramas de manera sistemática.

Y en el caso de la simplificación, formula node ayuda, como su nombre lo indica, a introducir funciones en el diagrama de bloques sin necesidad de crear subsecciones.

A continuación, se describe cada una de estas cinco estructuras con detalle.

While loop. Ejecuta un subprograma siempre que un valor condicional sea verdadero al final de cada iteración. Cuenta con una terminal de entrada y una de salida. La primera, es el valor condicional y la segunda corresponde al iterador que lleva el conteo sobre el número de veces que se repite el subprograma. Cabe destacar que como LabVIEW cuenta desde cero, el iterador siempre inicia con dicho valor (Figura 25).

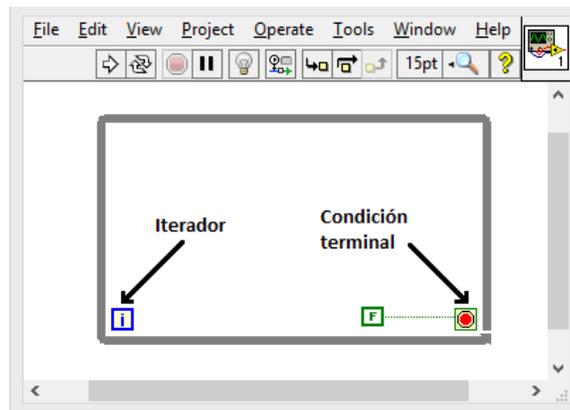


Figura 25: While loop

For loop. Repite un subprograma un determinado número de veces. Análogamente al caso anterior, presenta dos terminales, una de entrada que es en la que se especifica con un número entero cuántas veces debe llevarse a cabo el subprograma, y la de salida que es el iterador.

Una estructura importante con la que cuentan los loops mencionados con anterioridad es el shift registers, pues se encarga de transferir los valores, dentro del loop, de una iteración otra. Consta de un par de terminales dispuestos en las fronteras laterales del loop. La de la derecha guarda los datos al final de una iteración y los transporta a la terminal izquierda para que inicien una nueva iteración. Cada loop puede contener tantos shift registers como sea necesario (Figura 26).

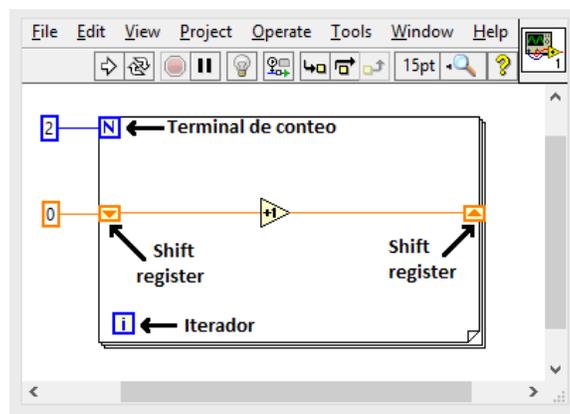


Figura 26: For loop

Estructura de casos. De un conjunto de opciones selecciona la que se debe ejecutar en base a al dato que se haya conectado externamente a un selector localizado en la frontera izquierda de la estructura. En la parte superior de ésta, se encuentra un identificador de diagrama que indica el diagrama de bloques que se está llevando a cabo. En los extremos del identificador hay botones de incremento y decremento que permiten visualizar las otras opciones (Figura 27).

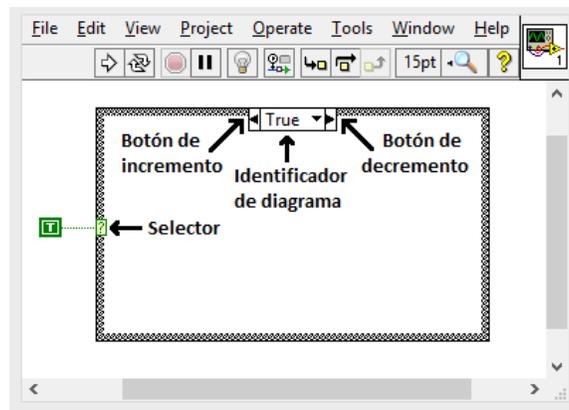


Figura 27: Estructura de casos

Estructura de secuencia. Su función es ir ejecutando secuencialmente una serie de subprogramas. En este caso el identificador de diagrama muestra qué número de subprograma está siendo ejecutado y los botones de incremento y decremento hacen posible continuar la secuencia total.

Una herramienta de vital importancia es sequence local que se colocan en los bordes de los cuadros que conforman a la última estructura y que permite el transporte de datos entre los mismos (Figura 28).

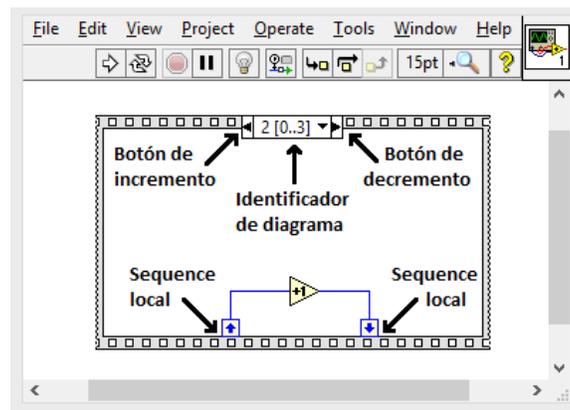


Figura 28: Estructura de secuencia.

Formula node. Inserta y resuelve las ecuaciones escritas en su interior de manera directa en el diagrama de bloques. La terminal de entrada introduce las variables a operar y la terminal de salida regresa el resultado de la ecuación (Figura 29).

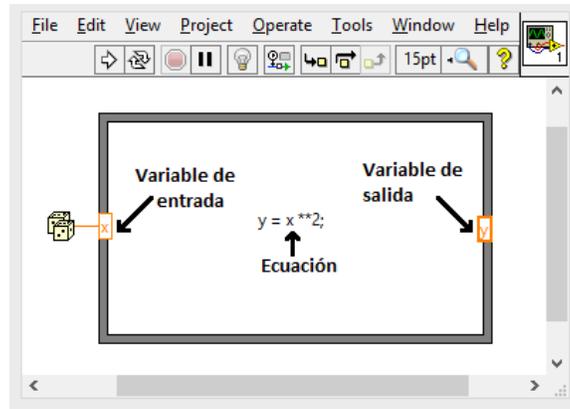


Figura 29: Formula Node

5. Apéndice B. Cámara CCD intensificada

La cámara iCCD es un dispositivo de carga acoplada intensificada que cuenta con un tubo intensificado y un detector CCD.

El tubo intensificador es un instrumento al vacío que amplifica la intensidad de una señal entrante. Cuando el fotón atraviesa la ventana de entrada del tubo intensificador, incide sobre el cátodo (tipo VIH que permite un rango de detección de 280 a 910 nm) convirtiéndose en un electrón que es dirigido por un campo eléctrico al microcanal de plata que es una estructura circular con 2 caras paralelas entre las cuales el electrón es acelerado por un alto voltaje de tal manera que choque una y

otra vez con ambas caras produciendo electrones secundarios en las paredes del canal. Finalmente, los electrones secundarios son trasladados, con ayuda de un potencial, hacia la pantalla de fósforo en donde el paquete de electrones es convertido en un patrón de luz visible para el sensor CCD.

El sensor de imagen de la CCD está compuesto por una matriz de 2 dimensiones de 1024 x 1024 píxeles, cada uno de los cuales es capaz de detectar luz en su área efectiva de 13 x 13 micrometros que da como resultado un área activa efectiva de 13.3 x 13.3 mm. La exposición de la luz produce un patrón de carga, llamado imagen electrónica, en la matriz de píxeles que es necesario transferir fuera del chip , lo cual se logra variando sistemáticamente el potencial eléctrico aplicado a los electrodos horizontales que cubren el sensor con el fin de que los paquetes de carga de todas las columnas se desplacen verticalmente y hacia abajo una fila a la vez hacia el registro de desplazamiento ubicada en la parte inferior de la matriz bidimensional. El registro de desplazamiento es una fila de 1024 píxeles cuya función es transferir horizontalmente a la izquierda un paquete de carga a la vez hacia el nodo de salida del amplificador, que alimenta a un convertidor analógico digital que convierte cada paquete de carga en un número binario de 16 bits [18].

Una vez que se han transferido todos los paquetes de carga al nodo de salida del amplificador, la matriz de bidimensional inicia un proceso llamado keep clean cycle cuyo objetivo es limpiar al sensor de cargas y dejarlo listo para la siguiente exposición. La duración del proceso es de algunos microsegundos.

Gracias a la distribución de los píxeles en el sensor, es posible agrupar los píxeles de diferentes maneras, generando los llamados modos de lectura basados en el binning. El binning es un proceso en el que píxeles individuales combinan sus cargas formando super píxeles con el fin de producir una sola señal. La combinación de cargas se lleva a cabo en el momento de transferir los paquetes de carga fuera del chip. Así, tomando en cuenta la descripción del párrafo anterior, en el caso del binning vertical, en lugar de que los paquetes de carga se desplacen hacia abajo una fila a la vez con dirección al registro de desplazamiento, se desplazan en la misma dirección, el número de filas correspondiente al número de píxeles verticales que componen al super píxel. Mientras que el binning horizontal se lleva a cabo en el registro de desplazamiento de tal manera que en vez de transferir horizontalmente un paquete de carga a la vez hacia el nodo de salida, transfiere el número de paquetes de carga correspondientes al número de píxeles horizontales que conforman el super píxel [14].

Aunque si bien es cierto que con el uso de los super píxeles se pierde resolución espacial, su utilidad radica en que disminuyen los niveles de ruido y permiten una mayor velocidad en el procesamiento de las imágenes.

5.1. Modos de lectura

Full vertical binning (FVB). Los píxeles se agrupan de tal manera que todos los píxeles de una columna forman un super píxel.

Single-track. El usuario elige un determinado número de filas adyacentes (grupo de filas) que fusionan sus columnas en un super píxel permitiendo definir con precisión el área del sensor que será iluminada y minimizando así la corriente oscura en la señal medida.

Multi-track. Permite acomodar varios single-track de un mismo ancho espaciados uniformemente a lo largo del sensor de la CCD. El conjunto de single-track se pueden desplazar vertical u horizontalmente respecto a una posición central.

Random-track. En este caso, la posición y ancho de cada single-track son especificadas por el usuario.

Image. En este modo de lectura, no existe la posibilidad de crear super píxeles ya que éstos se procesan de manera independiente. Sin embargo, permite la creación de una sub imagen, en donde solo un conjunto de píxeles son los encargados de la adquisición de la imagen. El área y posición de la sub imagen es elegida por el usuario.

5.2. Modos de adquisición

La adquisición de datos se refiere al proceso completo de capturar los datos controlando tanto el número como el tiempo de las adquisiciones.

Single scan. El sistema realiza un solo escaneo del sensor de la CCD cuya duración está determinada por el tiempo de exposición elegida por el usuario. El tiempo de exposición es el tiempo en segundos durante el cual el sensor colecta luz antes de la lectura de salida.

Video. Secuencia de escaneos individuales espaciados por un intervalo de tiempo llamado delay . Se utiliza para visualizar experimentos en tiempo real ya que actualiza los datos de despliegue en cada escané, el último de los cuales es el único que podrá ser guardado.

Accumulate. Se realiza un cierto número de escaneos cuyos datos se guardan y acumulan en la PC.

Kinetic. Captura una secuencia consecutiva de escaneos simples o acumulados. El tiempo entre dos escaneos consecutivos se denomina kinetic cycle time.

Fast kinetic. Permite secuencias de capturas de imágenes extremadamente rápidas (del orden de microsegundos) utilizando el sensor de la CCD como medio de almacenamiento temporal por lo que la luz debe caer en un área pequeña específica. El proceso de limpiado no necesariamente termina, se inicia la adquisición y las cargas durante el tiempo de exposición se van acumulando en un pequeño número de fil en la parte superior del sensor. Una vez que transcurrió el tiempo de exposición, el sensor se desplaza verticalmente hacia abajo el número de filas indicado por el usuario, repitiendo el proceso hasta que se completan el total de imágenes deseadas. La secuencia total y almacenada en la matriz de píxeles pasa a la fase de lectura.

Photon counting. Durante el tiempo de exposición permite que cada píxel detecte a un solo fotón, registrando su presencia cuando su intensidad está por arriba de un valor umbral. La señal debe ser realmente débil propiciando la disminución

del ruido. Al finalizar el tiempo de exposición, las imágenes binarias de cada píxel se combinan para formar la imagen final.

5.3. Modo de entrada

Permite seleccionar el modo de entrada del que dependerá el estado del fotocátodo para la adquisición de datos. Así, en caso de querer que el fotocátodo se encuentre continuamente prendido, se utiliza CW ON y en caso contrario CW OFF. De otra manera, se puede elegir que el fotocátodo se encienda solo cuando el pulso del fire o del direct gate sean altos haciendo uso de la modalidad Fire Only y Gate Only respectivamente, o que ambos pulsos sean al mismo tiempo altos usando Fire and Direct Gate.

Otro modo de entrada es DDG (digital delay generation) que enciende el fotocátodo si el pulso del gate del DDG es alto. Esta opción, como su nombre lo sugiere, permite generar un retraso digital de ancho a elegir con respecto a la señal recibida.

5.4. Modos de disparo

Existen dos modos de disparo principales, el interno en el que los pulsos necesarios para disparar la cámara son creados dentro de la misma; y el externo en donde la cámara espera el

disparo de un dispositivo externo siendo útil para adquisiciones de datos en los que una fuente externa no puede recibir pulsos, pero sí enviarlos. Ambos modos de disparo se combinan con los modos de adquisición mostrados previamente para generar diferentes opciones.

Las opciones para el disparo interno son:

Standard Operation (IOC Disable). La cámara produce un pulso (conocido como pulso de entrada) dentro del tiempo de exposición. El ancho del pulso y el tiempo que transcurre entre el inicio del tiempo de exposición hasta que se produce el pulso, están determinados por los parámetros *width* y *delay* respectivamente, únicamente cuando el modo de entrada es DDG. El *delay* y el ancho son los mismos entre exposiciones e imágenes consecutivas, según sea el caso. Los modos de adquisición que utilizan esta opción son *Single*, *Accumulate*, *Kinetic* y *Fast Kinetic*. Para otros modos de entrada, el pulso es creado al momento del inicio del tiempo de exposición y su ancho es el estándar. Esto último aplica para las siguientes opciones que son detalladas a continuación.

Integrate on Chip (IOC) Enable. Opera de manera análoga al caso anterior, con excepción de que para esta opción se elige el número de pulsos que se generan durante el tiempo de ex-

posición.

Gate Step Enabled. Se utiliza en modos de adquisición Kinetic y Fast Kinetic. Se genera un pulso con un ancho y un delay elegidos por el usuario dentro del tiempo de exposición. Dicho delay es el mismo entre exposiciones consecutivas, pero es incrementado el valor del gate step en imágenes consecutivas.

IOC and Gate Step Enabled. Genera el número de pulsos deseados por el usuario en un tiempo de exposición. El delay se comporta de la misma manera que en el caso anterior.

Para el disparo externo se tiene:

Standard Operation (IOC Disable). En cuanto el tiempo de exposición es iniciado, únicamente el primer disparo proveniente de la fuente externa es detectado y genera el pulso de entrada. Dicho pulso tiene un ancho y un retraso respecto del disparo externo dispuesto por el usuario (el delay y el width son exclusivas del modo de entrada DDG). Tanto el ancho como el delay son iguales para cada exposición e imagen. Es admisible en los modos de adquisición presentados anteriormente, menos con el photon counting.

IOC Enabled. Presenta dos posibilidades. La primera de ellas es el One pulse per trigger que se refiere a que todos los disparos que se detecten durante el tiempo de exposición producirán un pulso con un ancho y delay deseados. La segunda es burst of pulses per trigger en el que por cada disparo se generan el número de pulsos elegidos. En ambas opciones, el delay y el ancho son los mismos para las exposiciones e imágenes consecutivas.

Gate Step Enabled. Se comporta de manera idéntica usada a la usada en la opción con el mismo nombre que pertenece a disparo interno pero en este caso el pulso lo produce el primer disparo proveniente de la fuente externa.

IOC and Gate Step Enabled. Su forma de operar es parecida a la de IOC Enabled usada en disparo externo, pues cuenta con los mismos dos casos, one pulse per trigger y burst of pulses per trigger. La diferencia es que para este caso, para cada exposición sucesiva de la serie, el delay es incrementado el valor del gate step. Solo las modalidades de Kinetic cuentan con esta opción.

Referencias

- [1] VERÓNICA VICUÑA-HERNÁNDEZ, HÉCTOR CRUZ-RAMÍREZ, ROBERTO RAMÍREZ-ALARCÓN, AND ALFRED B. U'REN. *Classical to quantum transfer of optical vortices*. Opt. Express 22, 20027-20037 (2014).
- [2] ROBERTO RAMÍREZ-ALARCÓN AND VERÓNICA VICUÑA-HERNÁNDEZ AND HÉCTOR CRUZ-RAMÍREZ AND ALFRED B U'REN. *Transverse amplitude transfer experiments based on the process of spontaneous parametric downconversion*. Opt. Scripta 90, 068013 (2015).
- [3] LÓPEZ-MARISCAL C, BANDRES MA, GUTIÉRREZ-VEGA JC. *Observation of the experimental propagation properties of helmholtz-gauss beams*. Opt. Eng. 0001;45(6):068001-068001-8.
- [4] DAVID C. BURNHAM AND DONALD L. WEINBERG. *Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs*. Phys. Rev. Lett., 25(2):84–87, 1970.
- [5] ROBERTO RAMÍREZ ALARCÓN. *Propiedades espaciales de las parejas de fotones producidas mediante conversión paramétrica descendente espontánea con haces de bombeo estructurados de tipo Gaussiano y Bessel-Gauss*. Tesis Doctoral, Mexico, 2013.
- [6] MALACARA, D. *Óptica básica*. Estados Unidos, segunda edición, 2004.

- [7] B.E.A SALEH, M.C. TEICH. *Fundamentals of photonics*. Wiley, (2007).
- [8] LEONARD MINDEL AND EMIL WOLF. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge Univerity Press, 1995.
- [9] VALENTIN G. DMITRIEV, GAGIK G. GURZADYAN, AND DAVID N. NIKOGOSYAN *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Series in Optical Sciences. Springer, 3er edition,1999.
- [10] J. C. GUTIÉRREZ-VEGA AND M. A. BANDRES. *Helmholtz-gauss waves*. J. Opt. Soc. Am. A, 22(2):289-298, 2005.
- [11] HÉCTOR CRUZ RAMÍREZ. *Acondicionamiento del enredamiento espacial en pareja de fotones producidas por conversión paramétrica descendente*. Tesis Doctoral, Mexico, 2014.
- [12] C. K. HON AND L. MANDEL. *Theory of parametric down conversion of light*. Phys. Rev. A, 31(4):2409-2418, 1985.
- [13] LUIS EDGAR VICENT, ALFRED B. U'REN, RADHIKA RANGARAJAN, CLARA I. OSORIO, JUAN P. TORRES, LIJIAN ZHANG AND IAN A. WALMSLEY. *Desing of bright, fiber-coupled and fully factorable photon pair sources*. New J. Phys., 12:093027, 2010.
- [14] ANDOR USER'S GUIDE SDK, Andor Technology, 2012.
- [15] DIODE PUMPED CRYSTALASER, CrystaLaser, 2013.
- [16] PREMIUM HARD-COATED BANDPASS FILTERS, Thorlabs.

- [17] LABVIEW USER MANUAL, National Instruments, Austin, Texas, 1998.
- [18] ANDOR USER'S GUIDE, Andor Technology, 2012.