



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS PARA
PARES DE FOTONES CON ORIGEN ATÓMICO

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
LUIS YVES VILLEGAS AGUILAR

DIRECTOR DEL TRABAJO:
DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2018



Resumen

Esta tesis presenta el desarrollo de un sistema de adquisición de datos para pares de fotones generados por procesos de mezclado de cuatro ondas en un gas de átomos fríos. Para probar este sistema, se realizó un experimento para medir la función de correlación temporal de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ para luz coherente clásica. Se obtuvo un valor de $g^{(2)}(0) = 1.0006 \pm 0.0012$, que se encuentra en excelente acuerdo con la teoría. De manera paralela se construyó una trampa magneto-óptica (MOT) para atrapar átomos de ^{87}Rb , y esta tesis también presenta algunos de los pasos naturales siguientes al realizar las primeras mediciones de densidad óptica (OD) de la MOT. Se presenta una caracterización de esta densidad óptica para distintos parámetros experimentales dentro del Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del Instituto de Física de la UNAM, con el fin de servir como una referencia experimental para futuras optimizaciones.

Índice

Introducción	6
1. Sistema de adquisición de datos	9
1.1. Teoría	9
1.1.1. Óptica clásica	9
1.1.2. La función de correlación de primer orden	11
1.1.3. La función de correlación de segundo orden	15
1.1.4. Cuantización del campo	16
1.1.5. Estadística de fotones individuales	18
1.2. Sistemas	21
1.2.1. Sistema óptico de captura	21
1.2.2. Perfilómetro láser	23
1.2.3. Sistema de adquisición de datos	27
1.2.4. Circuito AND	30
1.3. Configuración experimental	32
1.4. Resultados	36
2. Medición de la densidad óptica	38
2.1. Teoría	38
2.1.1. Estructura atómica de rubidio	38
2.1.2. Trampa magneto-óptica	39
2.1.3. Absorción de luz por átomos	42
2.2. Sistema óptico para bombeo de FWM	44
2.3. Configuración experimental	45
2.3.1. Técnicas de medición	47
2.4. Resultados	48
2.5. Discusión	50
3. Conclusiones y perspectivas	53
A. Paquetería de uso de hunahpy	55
A.1. Introducción	55
A.2. Ejemplo básico de uso	55
A.2.1. Lista de métodos	57
A.3. Ejemplos	62
A.4. Interfaz gráfica para el programa de adquisición	64
A.5. Solución de problemas comunes	66

Índice de figuras

1.	Diagrama de energía para un proceso de mezclado de cuatro ondas. . .	7
2.	Interferómetro de Mach-Zehnder.	11
3.	$g^{(2)}(\tau)$ clásica para luz láser, luz caótica ensanchada por colisiones y luz caótica ensanchada por efecto Doppler.	16
4.	Óptica de adquisición para FWM.	21
5.	Perfil de intensidad Gaussiano y distintas definiciones de diámetro. . .	24
6.	Diagrama de pre-procesamiento para imágenes usando la transformada rápida de Fourier.	25
7.	Foto real de un haz y su espectro de frecuencias al aplicarle FFT. . .	26
8.	Antes y después de aplicar pre-procesamiento a la foto del haz. . . .	27
9.	Diagrama de flujo del programa de adquisición.	29
10.	Ejemplo de prueba para el circuito de gating.	30
11.	Óptica de adquisición para el haz de 780 nm.	32
12.	Histograma de cuentas oscuras para los APDs	34
13.	$g^{(2)}(\tau)$ para un haz de luz coherente.	37
14.	Estructura hiperfina para la línea D2 de ^{87}Rb	40
15.	a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. b) Campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones)	42
16.	Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb	44
17.	Óptica de bombeo para el FWM.	45
18.	Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio.	46
19.	Arreglo para medir la densidad óptica.	47
20.	Eficiencia del AOM contra desintonía.	48
21.	Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia	49
22.	Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb	50
23.	Señal de prueba del TDC.	59
24.	Pestaña de <i>cuentas</i> del programa de adquisición.	64
25.	Pestaña de <i>histogramas</i> del programa de adquisición.	65

Índice de tablas

1.	$g^{(2)}(0)$ y su correspondiente estadística y descripción clásica para distintas fuentes de luz.	20
2.	Ejemplo de archivos de datos generado por el TDC	56
3.	Máscara de bytes del TDC.	57
4.	Mensajes de error de un objeto TDC.	58

Introducción

El estudio de sistemas cuánticos ha sido de particular interés para la física experimental en años recientes. En particular, en los últimos 30 años ha habido un tremendo avance en el desarrollo de gases cuánticos de átomos fríos [1, 2], abriendo muchas posibilidades de realizar experimentos novedosos en física atómica.

Las interacciones átomo-fotón tienen un gran potencial como herramienta de estudio en *óptica cuántica* en correlaciones cuánticas y entrelazamiento [3]. En particular, la generación de pares de fotones (o *bifotones*) en ensambles atómicos ha generado mucho interés para implementarlos en procesamientos en información cuántica [4].

La técnica más estándar para generar bifotones es la de procesos de conversión espontánea paramétrica descendiente [5] (o SPDC por sus siglas en inglés) en cristales no lineales, como BBO. Sin embargo, el tiempo de coherencia de los fotones generados en SPDC es muy corto (del orden de ps) gracias a que poseen un amplio ancho de banda. Esto impide realizar experimentos donde sea importante hacer mediciones con tiempos precisos; muchos sistemas de detección fotónica con tecnología de punta todavía tienen una resolución temporal de al menos decenas de ps [6]. Además, esta corta longitud de coherencia los hacen poco viables para interacciones átomo-fotón [7].

Por esto, en años recientes ha aumentado mucho el interés en generar pares de fotones con un ancho de banda angosto. Una solución poco explorada es colocar el cristal para SPDC en una cavidad óptica [8]. Por otra parte, el avance en técnicas de enfriamiento de átomos ha permitido estudiar la generación de bifotones en gases atómicos fríos por medio de procesos de mezclado de cuatro ondas espontáneo.

El mezclado de cuatro ondas (FWM por sus siglas en inglés) es un fenómeno conocido en óptica no lineal [9, 10]. En este proceso, la interacción simultánea de un medio no lineal con campos eléctricos (f_1 y f_2 en la Figura 1) externos permite la generación de nuevos haces coherentes de luz (f_3 y f_4 en la Figura 1). En el contexto de este trabajo, una nube de átomos fríos sirve como medio no lineal para el FWM, que con dos haces láser cercanos a resonancias atómicas puede generar dos haces de fotones coherentes, al cumplir con el empatamiento de fases de los cuatro haces [11].

Utilizar este proceso trae varios beneficios: bifotones con un ancho de banda muy angosto, mayor eficiencia de producción y varios parámetros experimentales para poder controlar la función de onda resultante [12].

En este Laboratorio, el corazón de este futuro experimento de FWM consiste en un gas de átomos de rubidio, confinados y enfriados por medio de una trampa magneto-óptica (o MOT), construida en paralelo a este trabajo. El siguiente paso

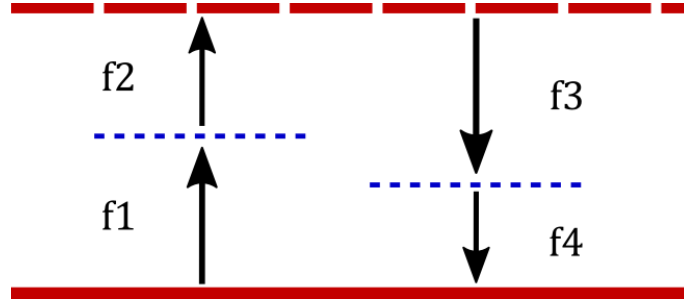


Figura 1: Diagrama de energía para un proceso de mezclado de cuatro ondas. Este diagrama describe la interacción entre las cuatro frecuencias f_1 , f_2 , f_3 y f_4 .

natural para este experimento es el de la caracterización de los átomos fríos atrapados en la trampa. Esta caracterización se puede hacer en función de su densidad óptica: una propiedad importante que está directamente relacionada con el número de átomos atrapados. La densidad óptica es, además, particularmente importante para experimentos de FWM pues está relacionada con la tasa de bifotones generados y su tiempo de coherencia [13].

Una secuencia experimental típica para un proceso de FWM en átomos fríos tiene una ventana temporal pequeña de apenas unos cuantos microsegundos [14]. Esta secuencia requiere la sincronización de muchos eventos simultáneos como la obturación de láseres, prender campos magnéticos y controlar disparadores de cámaras o fotodiodos para la captura de datos. Uno busca, además, repetir controladamente cientos de experimentos para justificar un análisis estadístico sobre los datos obtenidos. Por lo tanto, estos experimentos exigen un sistema de recolección de datos rápido, que pueda comunicarse con los instrumentos relevantes y procese a tiempo las señales generadas.

Tales experimentos están también por naturaleza en permanente desarrollo; se encuentran en un estado constante de ser actualizados, ajustados y mejorados. Por esto, es deseable tener un programa de adquisición que sea intuitivo, y que permita un uso, comprensión y modificación sencillos por usuarios que no necesariamente sean expertos en el funcionamiento interno del programa.

Esta tesis está dedicada principalmente a desarrollar un sistema de adquisición de datos en anticipación a futuros experimentos de mezclado de cuatro ondas en átomos fríos. Sin embargo, de manera simultánea se realiza la caracterización y optimización de nuestra trampa magneto-óptica (MOT) utilizada para atrapar y enfriar átomos de rubidio. Estos dos proyectos sirven el propósito de dejar listo el sistema que se utilizará tanto para la generación como para la adquisición de fotones en el experimento. Este trabajo es una guía para el análisis e interpretación de la estadística

de fotones individuales generados en el Laboratorio, así como servir de referencia para los valores óptimos de la densidad óptica de la nube atómica como función de distintos parámetros experimentales.

Por contener dos objetivos diferentes, se decidió desarrollar cada proyecto de manera independiente en dos capítulos principales. Así, la estructura de esta tesis es como sigue:

- El **Capítulo 1** es el capítulo principal de este trabajo y se concentra en el estudio de correlaciones temporales para pares de fotones. Al iniciar, se discute la motivación del experimento de mezclado de cuatro ondas para generar bifotones. Luego, se presenta una introducción teórica del estudio cuantitativo de la correlación para fuentes clásicas de luz. Se introduce también un tratamiento cuántico de la correlación y se establece una clasificación de las fuentes a partir de su estadística.

Después, se describen los distintos sistemas y programas que forman parte del sistema de adquisición de datos. Se da una visión general del funcionamiento del código del programa y de cómo se comunica con los instrumentos. También se incluyen otros sistemas y circuitos que se desarrollaron para el experimento.

Finalmente, se habla de la preparación experimental para medir correlaciones en luz láser, con el propósito de probar el sistema de adquisición. Se caracterizan los fotodiodos de avalancha y se presentan los resultados del experimento.

- La optimización de la MOT se encuentra en el **Capítulo 2**. Se presenta la motivación para hacer espectroscopía en átomos fríos y la importancia de la densidad óptica.

En la subsección de teoría, se presenta la estructura atómica de rubidio 87. Luego, se introducen los mecanismos de enfriamiento y atrapamiento de átomos que usa la MOT. Un modelo atómico sencillo de dos niveles es introducido para explicar el fenómeno de absorción en átomos, así como para definir la densidad óptica de la nube a partir de la transmisión de un haz débil de prueba.

Por último, se presenta el montaje para las medidas de densidad óptica, así como los resultados obtenidos al variar distintos parámetros experimentales. Se da un análisis cualitativo de las mediciones y se discuten las características de los espectros registrados.

- En el **Capítulo 3** se presentan las conclusiones de este trabajo. Contiene también una visión a futuro para la continuación de este proyecto.
- Se incluye además un **Apéndice** con una guía de usuario extensa para el sistema de adquisición de datos del experimento.

1. Sistema de adquisición de datos

El primer propósito del estudio de fotones individuales es estudiar las correlaciones entre ellos. En 1986, Grangier et al [15] generaron haces de fotones individuales utilizando decaimientos atómicos en cesio para demostrar algunas propiedades cuánticas de la luz. En particular, buscaban estudiar las correlaciones entre fotodetectores para las salidas de transmisión y reflexión en un divisor de haz. Si — citando a Grangier — *sólo se puede detectar un fotón una sola vez*, entonces habremos probado propiedades granulares de la luz y no habría duda de que sólo se puede describir de manera cuántica, i.e., con su función de onda. Así, la medición de correlaciones temporales entre fotones es una herramienta fundamental para estudiar la naturaleza cuántica de la luz.

En este capítulo se presenta una introducción a la teoría de estadística de fotones individuales y su implementación experimental, así como el desarrollo del sistema de adquisición de datos para experimentos de fotones individuales.

1.1. Teoría

En esta sección se presentará una descripción de los elementos teóricos utilizados en este capítulo. Partiendo de una descripción clásica de la luz, se introducirán los conceptos de *coherencia* de primer y segundo grado, que nos permitirán clasificar luz de distintas fuentes de acuerdo a la estadística que siguen. Finalmente, se realizará una cuantización del campo. Este desarrollo sigue principalmente la exposición de Kenyon [16], Loudon [17] y Fox [18].

1.1.1. Óptica clásica

Aunque muchos efectos ópticos clásicos pueden ser descritos por óptica geométrica, para poder explicar efectos como interferencia y difracción, se necesita el tratamiento clásico de la luz como ondas. La teoría de Maxwell de la luz como ondas electromagnéticas está descrita en términos del campo eléctrico $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ y el campo magnético $\mathcal{B}(\mathbf{r}, t)$; para el campo electromagnético en materiales, se definen de manera más general el campo de desplazamiento $\mathcal{D}(\mathbf{r}, t)$ y la cantidad magnética $\mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$. En un material homogéneo, isotrópico y lineal, la descripción de estos campos generales es:

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathcal{E} \qquad \mathcal{B} = \mu_0 \mu_r \mathcal{H},$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética del vacío, respectivamente, y ϵ_r y μ_r la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética del

medio.

Las ecuaciones que describen la respuesta de un medio al campo eléctrico y magnético fueron compiladas por Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = \rho, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t}, \quad (4)$$

donde ρ es la densidad de carga libre y \mathbf{j} la corriente de carga libre. En el vacío (y sin densidad ni corriente de carga libre) $\epsilon_r = \mu_r = 1$ y las ecuaciones de Maxwell son:

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathcal{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}, \quad (8)$$

Tomando el rotacional de la ecuación 7, y combinándolo con la ecuación 8:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathcal{B} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial^2 t}.$$

Por otro lado, utilizando que para cualquier campo vectorial \mathcal{A} es cierto que:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathcal{A}) - \nabla^2 \mathcal{A},$$

y el hecho que el primer término del lado derecho es cero por la ecuación 5, tenemos que

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial^2 t}, \quad (9)$$

que corresponde a una ecuación de onda con velocidad $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, que es la velocidad de la luz en el vacío. De una manera análoga se encuentra una ecuación de onda para el campo magnético \mathcal{B} .

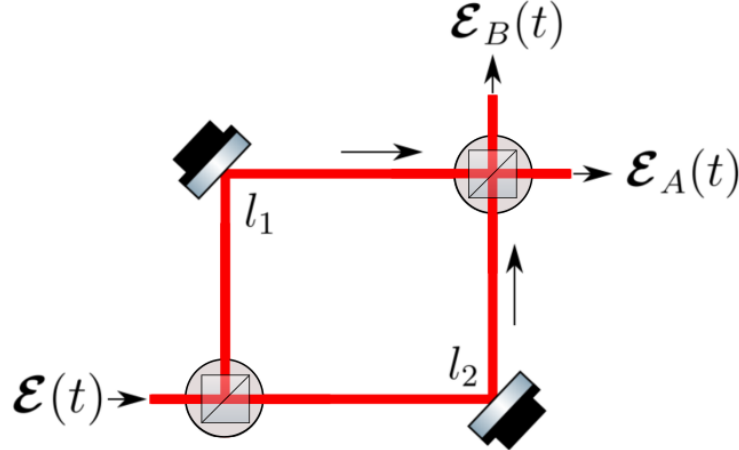


Figura 2: Interferómetro de Mach-Zehnder. El haz original \mathcal{E} se divide en dos brazos con distancia l_1 y l_2 .

1.1.2. La función de correlación de primer orden

Para poder describir la correlación temporal entre dos haces de luz, es necesario entender el efecto de interferencia. La interferencia es el efecto de la recombinación de dos ondas en movimiento; patrones de interferencia ocurren cuando estas dos ondas presentan una diferencia relativa de fase. Un patrón de interferencia es indispensable para estudiar la coherencia entre ondas.

Si dos trenes de onda presentan una relación bien determinada de fase entre ellos, se dice que son *coherentes*. En una situación ideal, si conocemos esta relación de fase para un tiempo inicial, podríamos deducir la fase relativa en todo momento. Sin embargo, la vida real no funciona así y en realidad tenemos fluctuaciones en la fase que suceden conforme pasa el tiempo. Sin embargo, si la diferencia de fase entre las dos ondas permanece relativamente constante dentro de un intervalo τ_c , decimos que son *parcialmente coherentes* con un tiempo de coherencia τ_c . En este sentido, la coherencia es una medida de la estabilidad de frecuencia de la luz: podremos predecir acertadamente la fase de una onda para un tiempo $t + \tau$, siempre y cuando $\tau \ll \tau_c$. De manera inmediata podemos obtener la distancia de coherencia $d_c = c\tau_c$ y medir la fase en dos puntos distintos en el espacio.

Para cuantificar la coherencia, calculamos la *correlación*. Queremos estudiar la interacción entre dos ondas: la Figura 2 muestra un esquema sencillo del interferómetro de Mach Zehnder. Supongamos que tenemos un campo eléctrico $\mathcal{E}(t)$ incidente sobre el primer divisor de haz, que asumimos idéntico al segundo y ambos con coeficiente de reflexión \mathcal{R} y coeficiente de transmisión \mathcal{T} . Después de pasar por el primer divi-

sor, el haz reflejado y el transmitido recorren una distancia l_1 y l_2 , respectivamente, usualmente diseñadas de distinta magnitud. Al recombinarse en el segundo divisor, tendremos dos salidas:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_A(t) &= \mathcal{R}\mathcal{T}\mathcal{E}(t_1) + \mathcal{T}\mathcal{R}\mathcal{E}(t_2) \propto \mathcal{E}(t_1) + \mathcal{E}(t_2), \\ \mathcal{E}_B(t) &= \mathcal{T}\mathcal{T}\mathcal{E}(t_2) + \mathcal{R}\mathcal{R}\mathcal{E}(t_1),\end{aligned}$$

con $t_1 = t - l_1/c$ y $t_2 = t - l_2/c$.

Consideremos la intensidad del campo $\mathcal{E}_A(t)$ al tiempo t :

$$I_A(t) \propto |\mathcal{E}(t_1) + \mathcal{E}(t_2)|^2 = \mathcal{E}(t_1)^2 + \mathcal{E}(t_2)^2 + 2\mathcal{E}(t_1) \cdot \mathcal{E}(t_2).$$

En la realidad no podemos medir la intensidad de manera instantánea, por lo que tomamos la intensidad promediada:

$$\langle I_A(t) \rangle \propto \langle \mathcal{E}(t_1)^2 \rangle + \langle \mathcal{E}(t_2)^2 \rangle + 2\langle \mathcal{E}(t_1) \cdot \mathcal{E}(t_2) \rangle. \quad (10)$$

Vemos que tenemos tres contribuciones a la intensidad medida. Las primeras dos corresponden a la intensidad que mediríamos de cada campo después de recorrer su brazo del interferómetro de manera independiente, *i.e.*, sin efectos de interferencia. Sin embargo, el tercer término contiene la información de la *correlación* entre los haces.

Si — sin pérdida de generalidad — consideramos que $t_1 < t_2 = t_1 + \tau$ (y $\tau > 0$), podemos ver que la correlación dependerá de esta diferencia temporal τ a partir de un tiempo dado, más que de valores particulares de t_1 o t_2 , siempre y cuando la naturaleza de $\mathcal{E}(t)$ nos permita tomar promedios sin mucho problema. De manera más general, el tercer término está definido de manera estadística como:

$$\langle \mathcal{E}(t) \cdot \mathcal{E}(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T dt \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \equiv \langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle, \quad (11)$$

que se conoce como la *función de correlación de primer orden*. El *grado de coherencia temporal de primer orden* se define como la versión normalizada de la función de correlación de primer orden:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle}{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t) \rangle}. \quad (12)$$

Veamos cómo se ve $g^{(1)}(\tau)$ para distintos tipos de luz.

Luz caótica

Consideremos un ensamble de muchos átomos que emiten luz de manera independiente unos de otros. Contemplaremos dos tipos de luz caótica: luz con colisiones entre átomos, y luz ensanchada por efecto Doppler. Tomemos el primer caso. Si se da una colisión entre ellos, la fase de la luz emitida cambia aleatoriamente (que permanece constante hasta que ocurra otra colisión) pero su amplitud E_0 y frecuencia ω_0 permanecen constantes. Podemos modelar este cambio de fase como una función $\varphi(t)$ con dominio $[0, 2\pi]$, y si observamos este campo en un punto espacial fijo:

$$\mathcal{E}(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t + i\varphi(t)}. \quad (13)$$

El cambio de fase de la luz emitida por un átomo es independiente de todos los demás. Suponiendo que podemos superponer cada campo individual para obtener el campo eléctrico total:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_2(t) + \dots + \mathcal{E}_n(t) \\ \mathcal{E}(t) &= E_0 e^{-i\omega_0 t} (e^{i\varphi_1(t) + i\varphi_2(t) + \dots + i\varphi_n(t)}) \end{aligned}$$

Si calculamos $g^{(1)}(\tau)$ para esta fuente de luz:

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \langle \{e^{-i\varphi_1(t)} + e^{-i\varphi_2(t)} + \dots + e^{-i\varphi_n(t)}\} \\ &\quad \times \{e^{i\varphi_1(t+\tau)} + e^{i\varphi_2(t+\tau)} + \dots + e^{i\varphi_n(t+\tau)}\} \rangle. \end{aligned}$$

Al tomarse el promedio estadístico, los términos cruzados se eliminan pues corresponden a saltos aleatorios distintos (y promedian cero al considerarse el ensamble completo). Así,

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \sum_{j=1}^n \langle e^{i\phi_j(t+\tau) - i\phi_j(t)} \rangle \\ &= n E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \langle e^{i\phi_j(t+\tau) - i\phi_j(t)} \rangle \\ &= n \langle \mathcal{E}_j^*(t) \mathcal{E}_j(t + \tau) \rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

ya que cada átomo es indistinguible de los demás.

Calculemos $\langle \mathcal{E}_j^*(t) \mathcal{E}_j(t + \tau) \rangle$. De la teoría cinética de los gases, sabemos que la probabilidad de que haya un tiempo entre colisiones dentro del intervalo $[t, t + dt]$ (donde la fase del campo es constante) es:

$$p(t)dt = (1/\tau_c) e^{(-t/\tau_c)} dt, \quad (15)$$

donde τ_c es el tiempo característico de vuelo, o tiempo de coherencia. Usando esta distribución de probabilidad para calcular $\langle \mathcal{E}_j^*(t) \mathcal{E}_j(t + \tau) \rangle$,

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{E}_j^*(t) \mathcal{E}_j(t + \tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \langle e^{i\phi_j(t+\tau) - i\phi_j(t)} \rangle \\ &= E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} \int_{\tau}^{\infty} p(t) dt \\ &= E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau} e^{-\tau/\tau_c}. \end{aligned}$$

Finalmente, de la ecuación 14 obtenemos que:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega_0 \tau - \tau/\tau_c}. \quad (16)$$

Para una fuente de luz caótica con ensanchamiento Doppler se puede hacer un análisis similar. Partiendo de la expresión del campo eléctrico para este tipo de luz:

$$\mathcal{E}(t) = E_0 \sum_{i=1}^n e^{-i\omega_i t + i\varphi_i}.$$

Aunque la fase del i -ésimo átomo es constante (dado que asumimos que ahora no hay colisiones atómicas), están distribuidos de manera aleatoria y las contribuciones de fase de distintos átomos promediará cero. Además, cada átomo tiene una frecuencia de radiación ω_i recorrida de la frecuencia central ω_0 , determinada por su velocidad.

Calculando $\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle$, obtenemos que:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega_0 \tau - \frac{\pi}{2}(\tau/\tau_c)^2}. \quad (17)$$

De las ecuaciones 16 y 17, vemos que la magnitud de $g^{(1)}(\tau)$ para luz caótica ensanchada por colisiones tiene un perfil Lorentziano, mientras que para luz caótica ensanchada por Doppler presenta un perfil Gaussiano. En ambos casos, $|g^{(1)}(0)| = 1$ es el máximo y decrece monótonamente hacia 0.

Luz láser

De manera ideal, un láser emite una sola frecuencia y tiene coherencia perfecta. Podemos describirlo por una onda sinusoidal con una fase φ bien definida en todo momento, y observándolo en un punto fijo a lo largo de la dirección de propagación:

$$\mathcal{E}(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t + i\varphi}. \quad (18)$$

Se sigue entonces que:

$$\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle = E_0^2 e^{-i\omega_0 \tau},$$

y

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega_0 \tau}. \quad (19)$$

Es inmediato que $|g^{(1)}(\tau)| = 1$ para todo τ , que significa que la luz láser es perfectamente coherente. Sin embargo, un láser real emite en un intervalo de frecuencias centrado en ω y típicamente presenta tiempos de coherencia de milisegundos [19].

1.1.3. La función de correlación de segundo orden

El experimento de interferencia de intensidades que realizaron Hanbury Brown y Twiss [20] en 1956 fue uno de los primeros estudios que mostró que el análisis de las correlaciones entre intensidades era interesante. Justo como consideramos el grado de coherencia temporal de primer orden como una medida de la correlación entre amplitudes del campo eléctrico, el *grado de coherencia temporal de segundo orden* es una medida de la correlación entre sus intensidades. La función $g^{(2)}(\tau)$ mide esencialmente fluctuaciones en la intensidad y se define como:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}^*(t + \tau) \mathcal{E}(t + \tau) \mathcal{E}(t) \rangle}{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t) \rangle \langle \mathcal{E}^*(t + \tau) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle} = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t + \tau) \rangle}. \quad (20)$$

En esta descripción **clásica** [17], es posible probar con la desigualdad de *Cauchy-Schwartz* que:

$$1 \leq g^{(2)}(0) \quad (21)$$

$$g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0). \quad (22)$$

Para una fuente clásica de luz láser como la descrita por la ecuación 18, es trivial probar que:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 \quad (23)$$

para todo τ . La luz láser también es coherente temporalmente en intensidad.

Para las fuentes de luz caótica se puede demostrar que, si se tiene un número n muy grande de átomos, es válido:

$$\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}^*(t + \tau) \mathcal{E}(t + \tau) \mathcal{E}(t) \rangle = n^2 [\langle \mathcal{E}_i^*(t) \mathcal{E}_i(t) \rangle^2 + |\langle \mathcal{E}_i^*(t) \mathcal{E}_i(t + \tau) \rangle|^2]. \quad (24)$$

Usando la ecuación 24 en la definición de $g^{(2)}$, tenemos que para luz caótica (y para $n \gg 1$):

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2,$$

quedando para luz caótica con colisiones y con ensanchamiento Doppler:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-2\tau/\tau_c}, \quad g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\pi(\tau/\tau_c)^2}. \quad (25)$$

En la Figura 3 vemos la forma de $g^{(2)}(\tau)$ para las tres fuentes clásicas de luz tratadas hasta ahora. Notamos que en los tres casos **clásicos**, $g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0)$ se cumple.

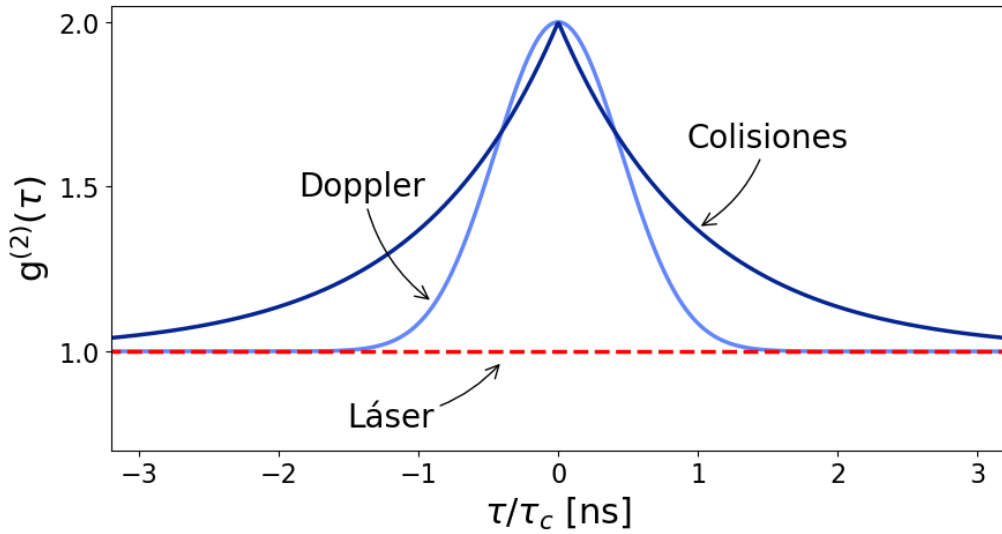


Figura 3: $g^{(2)}(\tau)$ clásica para luz láser, luz caótica ensanchada por colisiones y luz caótica ensanchada por efecto Doppler.

1.1.4. Cuantización del campo

Hasta ahora, sólo hemos tratado de forma clásica las fuentes de luz. Nos gustaría ver qué pasa con la función $g^{(2)}(\tau)$ al seguir un tratamiento cuántico. De la teoría clásica del campo electromagnético [17], sabemos que el campo eléctrico $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ y el campo magnético $\mathcal{B}(\mathbf{r}, t)$ son campos vectoriales dependientes del tiempo que en vacío se pueden escribir en términos de un tercer campo $\mathcal{A}(\mathbf{r}, t)$ (el potencial vectorial) y un campo escalar $\phi(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\mathbf{r}, t) &= \nabla \times \mathcal{A}(\mathbf{r}, t), \\ \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) &= -\nabla \phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathcal{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \end{aligned}$$

De acuerdo a las expresiones anteriores, el Hamiltoniano clásico del campo en una cavidad de volumen V tiene la forma

$$H = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int \int \int_V d^3r \left(|\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)|^2 + c^2 |\mathcal{B}(\mathbf{r}, t)|^2 \right). \quad (26)$$

Para este Hamiltoniano, tomando la norma de Coulomb (con la cual $\nabla \cdot \mathcal{A} = 0$), el potencial vectorial \mathcal{A} tiene una solución de onda y se puede demostrar que su expansión de Fourier es:

$$\mathcal{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mu=\pm 1} \left(\mathbf{e}^{(\mu)}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^{(\mu)}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \mathbf{e}^{*(\mu)}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^{*(\mu)}(t) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \right), \quad (27)$$

con $\mathbf{e}^{(\pm 1)}$ los vectores unitarios de polarización circular y \mathbf{k} es el vector de onda.

Si aplicamos las reglas de cuantización que postula Loudon [17] para los coeficientes de la serie de Fourier $a_{\mathbf{k}}^{(\pm 1)}(t)$, es posible demostrar que el Hamiltoniano dado se vuelve:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}, \mu} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \left(\hat{a}^{\dagger(\mu)}(\mathbf{k}) \hat{a}^{(\mu)}(\mathbf{k}) + \frac{1}{2} \right). \quad (28)$$

Este Hamiltoniano se asemeja mucho al de un oscilador armónico expresado en función de los operadores \hat{a}^\dagger de creación y \hat{a} de aniquilación:

$$\hat{H} = \hbar \omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right). \quad (29)$$

Esto, y la naturaleza ondulatoria y periódica de la luz, hacen razonable describir el comportamiento cuántico en el formalismo del oscilador armónico. En realidad, esto es un poco más complicado, pues cada operador \hat{a} depende de μ y \mathbf{k} , pero podemos entenderlo como que estos operadores crean y destruyen un fotón de energía $\hbar \omega_{\mathbf{k}}$ y modo $\mathbf{k}\mu$. El número de fotones en un estado excitado está dado por $n_{\mathbf{k}\mu}$, que es el eigenvalor del operador de número fotónico $\hat{n}_{\mathbf{k}\mu}$. Los eigenestados, $|n_{\mathbf{k}\mu}\rangle$, son llamados *estados de número de fotones* o *estados de Fock*. Sin embargo, para un sistema sencillo es práctico realizar esta descripción tal que estos estados $|n\rangle$ describen el número de excitaciones con energía $\hbar \omega$: excitaciones que reciben el nombre de *fotones*.

Los operadores \hat{a}^\dagger y \hat{a} actúan en estos estados de la forma:

$$\begin{aligned} \hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle &= \hat{n} |n\rangle, \\ \hat{a} |n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle, \\ \hat{a}^\dagger |n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle. \end{aligned}$$

1.1.5. Estadística de fotones individuales

La óptica cuántica está encargada de estudiar a los haces de luz como un chorro de fotones en vez de la descripción clásica de ondas. Para hacer esto, es útil estudiar la estadística de este haz de fotones. La intensidad de este campo está dada por el valor esperado del operador \hat{n} , que es equivalente al número promedio de fotones en el haz. Esto quiere decir que:

$$\langle I \rangle \propto \langle \hat{n} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \equiv \bar{n}. \quad (30)$$

Con esto, vale la pena volver a definir la función de correlación de segundo orden en función del operador \hat{n} :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle \hat{n}(t) \hat{n}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{n}(t) \rangle \langle \hat{n}(t+\tau) \rangle}. \quad (31)$$

Veamos los resultados de $g^{(2)}(\tau)$ para las fuentes de luz usadas en la sección 1.1.2. Para un haz coherente, nos preguntamos cuál es la probabilidad $\mathcal{P}(n)$ de encontrar n fotones en un haz de longitud L partido en N subsegmentos. Esto resulta equivalente a encontrar n subsegmentos con un sólo fotón y $N - n$ con ninguno, en cualquier orden. Este problema se puede describir con la distribución binomial:

$$\mathcal{P}(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}.$$

Como $p = \bar{n}/N$ es la probabilidad de encontrar un fotón en un subsegmento, tenemos que:

$$\mathcal{P}(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{\bar{n}}{N} \right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}}{N} \right)^{N-n} = \frac{1}{n!} \left(\frac{N!}{(N-n)! N^n} \right) \bar{n}^n \left(1 - \frac{\bar{n}}{N} \right)^{N-n}.$$

Queremos tomar el límite cuando $N \rightarrow \infty$. Usando la fórmula de Stirling y el teorema del binomio para demostrar que:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{N!}{(N-n)! N^n} \right] = 1, \quad \left(1 - \frac{\bar{n}}{N} \right)^{N-n} = \exp(-\bar{n}),$$

y tenemos que la probabilidad $\mathcal{P}(n)$ cuando $N \rightarrow \infty$ es:

$$\mathcal{P}(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (32)$$

que es una **distribución Poissoniana**. En general, una distribución Poissoniana expresa la probabilidad de que ocurra un número de eventos en un tiempo dado si hay una frecuencia de ocurrencia media y cada evento es independiente de todos los demás. Esto significa que la detección de cada fotón está aleatoriamente espaciada. Para este tipo de distribuciones, la *varianza* está dada por:

$$(\Delta n)^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \bar{n})^2 \mathcal{P}(n) = \bar{n}, \quad (33)$$

lo que significa que la *desviación estándar* cumple con

$$\Delta n = \sqrt{\bar{n}}. \quad (34)$$

Por otro lado, la luz térmica está definida como la radiación electromagnética emitida por un cuerpo negro, y presentan una densidad de energía dentro del rango de emisión $[\omega, \omega + d\omega]$ de acuerdo a la Ley de Planck:

$$\rho(\omega, T)d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{d\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}.$$

Cada modo oscilatorio tiene la energía dada por la ecuación ?? y, de acuerdo a la mecánica estadística, la probabilidad de que se encuentren n átomos en el modo correspondiente a ω es:

$$\mathcal{P}_\omega(n) = \frac{\exp(-n\hbar\omega/k_B T)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\hbar\omega/k_B T)}. \quad (35)$$

Para este tipo de luz, es posible demostrar que $\bar{n} = 1/(\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1)$, y la probabilidad 35 es:

$$\mathcal{P}_\omega(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n, \quad (36)$$

que es una **distribución de Bose-Einstein**. Para fuentes de luz con esta distribución,

$$(\Delta n)^2 = \bar{n} + \bar{n}^2 \geq \bar{n}. \quad (37)$$

Este resultado nos muestra que la varianza de una distribución de Bose-Einstein es mayor que la de una distribución Poissoniana. Las fluctuaciones de intensidad en la luz caótica clásica se asemejan mucho a las de la luz térmica descritas aquí, y presentan una estadística similar.

Con este análisis, es conveniente definir una clasificación para las estadísticas de fotones en función de su desviación estándar:

- **Super-Poissoniana:** $\Delta n > \sqrt{n}$,
- **Poissoniana:** $\Delta n = \sqrt{n}$,
- **Sub-Poissoniana:** $\Delta n < \sqrt{n}$.

La interpretación de que la luz térmica sea super-Poissoniana significa que los fotones que se detectan vienen en promedio con una separación temporal menor a la frecuencia media de ocurrencia, lo que sugiere que llegan en “paquetes” (o *bonches*). A este efecto se le conoce como *bunching*.

¿Qué pasa cuando se toman medidas de intensidad al mismo tiempo? Para estudiar estas medidas en coincidencia, veamos a $g^{(2)}(\tau = 0)$. Utilizando la regla de conmutación $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ podemos encontrar de la ecuación 31 que:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 + \frac{\Delta n^2 - \bar{n}}{\bar{n}^2}. \quad (38)$$

Vemos con esto que para luz perfectamente coherente, $g^{(2)}(0) = 1$ y que para luz térmica, $g^{(2)}(0) > 1$. Sin embargo, si tuviéramos una distribución sub-Poissoniana, se tiene que $g^{(2)}(0) < 1$. Notemos que en la descripción clásica, de acuerdo a la ecuación 21, cualquier campo electromagnético cumple que $g^{(2)}(0) \geq 1$ y no es posible encontrar un equivalente clásico al resultado para una distribución sub-Poissoniana.

Este resultado —contrastando con el efecto de *bunching*— significa que los fotones tienden a no llegar al detector muy cerca uno de otro. Si este efecto es constante (es decir, si los fotones llegan regularmente espaciados uno después de otro), se le conoce como *antibunching*.¹ El hecho que $g^{(2)}(0) < 1$ nos dice que la fuente del campo electromagnético que se está analizando no puede ser descrito de manera clásica y es un claro ejemplo de la naturaleza cuántica de la luz.

Podemos ver los resultados obtenidos en esta sección para la estadística de fotones en la Tabla 1:

Descripción clásica	Efecto de fotones	Estadística	$g^{(2)}(0)$
Luz caótica o térmica	Bunching	Super-Poissoniana	> 1
Coherente	Aleatorios	Poissoniana	$= 1$
—	Antibunching	Sub-Poissoniana	< 1

Tabla 1: $g^{(2)}(0)$ y su correspondiente estadística y descripción clásica para distintas fuentes de luz.

¹Es importante decir que una estadística sub-Poissoniana no necesariamente quiere decir que hay detrás un proceso óptico que presente *antibunching* [21]. Sin embargo, por simplicidad, se le considerará así en este trabajo pues son dos efectos que muy frecuentemente se presentan juntos.

1.2. Sistemas

La principal parte del trabajo de este capítulo consistió en la elaboración de distintos programas y sistemas que serán de utilidad para el experimento de FWM en átomos fríos. Esto consistió en el sistema óptico de captura, en un perfilador de haces Gaussianos, la paquetería del sistema de adquisición, y la electrónica de *gating*.

1.2.1. Sistema óptico de captura

El arreglo óptico se divide en la parte de bombeo (la luz que llega a la nube de átomos) y la parte de adquisición (la luz generada por el FWM que será capturada). Esta sección se enfoca en el sistema óptico de adquisición. La Figura 4 muestra este arreglo óptico. Se sigue la notación usada en la Figura 1 con fines didácticos, pues todavía no se introducen las transiciones atómicas relevantes a este proceso de FWM.

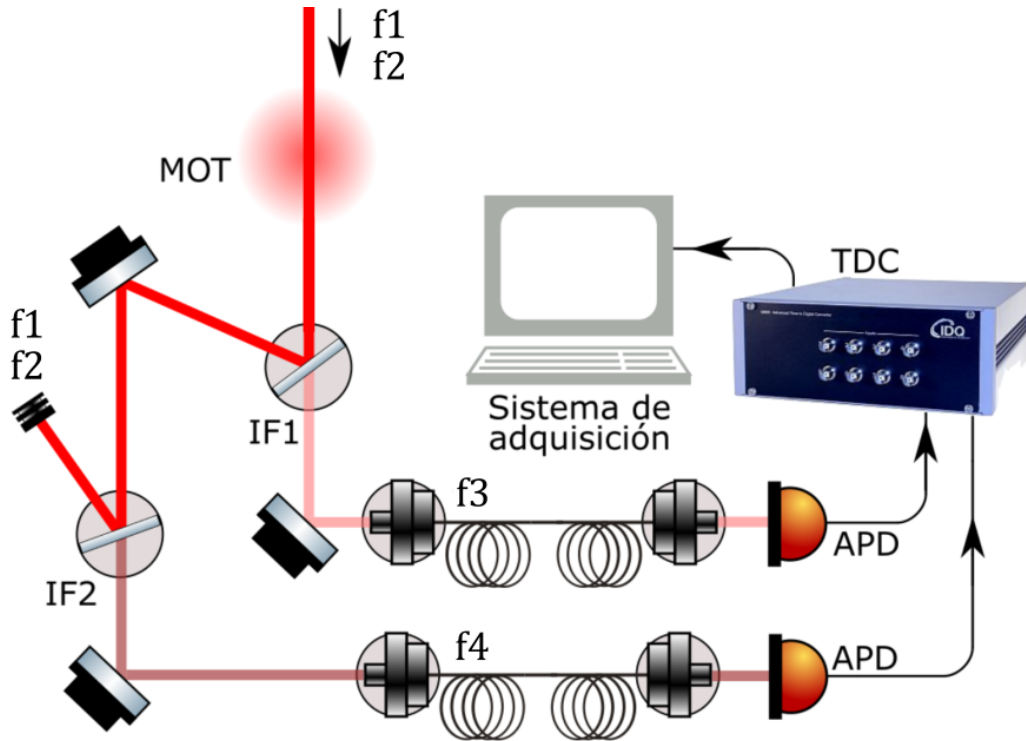


Figura 4: Óptica de adquisición para FWM. El filtro IF1 deja pasar la luz $f3$ y el IF2 deja pasar la luz $f4$. Un color más tenue indica que la intensidad de los haces generados es muy baja. Esta luz se enviará al TDC para analizar correlaciones.

En este montaje experimental, los haces de bombeo son colineales y los fotones generados también lo serán. El montaje de la óptica de adquisición consiste principalmente en un arreglo de filtros de interferencia SEMROCK LL01-780 y LL01-808 para filtrar la luz que se generará en el FWM de los haces de atrapamiento que son mucho más potentes. A cada ángulo, estos filtros de interferencia transmiten una longitud de onda central y reflejan el resto. Después de filtrar los haces de bombeo, la luz generada fue acoplada a dos fotodiodos de avalancha (APDs) para la detección de fotones individuales por medio de fibras monomodo. Como se muestra en la Figura 4, para la detección y procesamiento de señales se utilizan dos instrumentos: algunos APD de silicón *id120* y un etiquetador de cuentas temporales *id800* (o TDC) de IDQuantique.

Un APD es un diodo p-n con una ganancia alta. Estos instrumentos tienen un mecanismo interno de amplificación, que genera señales eléctricas con alta tasa señal-ruido como respuesta a detecciones de un fotón individual [22]. Las cuentas detectadas por un APD pueden tener distintas fuentes:

- Fotones individuales, que pueden ser registrados correctamente o como *afterpulses*.
- *Cuentas oscuras*, señales generadas por el mismo APD sin luz externa incidente. La tasa de cuentas oscuras es dependiente de la temperatura del detector y el voltaje de polarización (bias). El fabricante del *id120* indica un valor de cuentas oscuras de < 200 Hz para un voltaje de polarización máximo.

Los APD *id120* cuentan con una zona de detección de $500 \mu\text{m}$ de diámetro y una eficiencia cuántica de 80 % para 800 nm. Es necesario optimizar los valores del voltaje de polarización aplicados para minimizar el *afterpulsing* y la tasa de cuentas oscuras. Una descripción general más detallada del funcionamiento y optimización de APDs puede encontrarse en [23]. Una desventaja de la elección de *id120* es que no tienen un trigger interno capaz de ser activado de manera externa, por lo que fue necesario diseñar un circuito AND (*gating*) utilizando búferes de tres estados. Este circuito se construyó como parte de este trabajo y su descripción se encuentra en la sección 1.2.4.

Finalmente, el *id800* es un módulo etiquetador de cuentas temporales (time-to-digital converter, o TDC por sus siglas en inglés). Cuenta con 8 canales de entrada BNC con una resolución temporal de 81 ps para coincidencias de eventos en canales distintos. El *id800* cuenta con un software de LabView para el procesamiento de cuentas, pero la funcionalidad que ofrecía no era adecuada para experimentos de FWM. Por ello, se optó por escribir una biblioteca completa para Python 3.6 para permitir la programación del instrumento. Con esta biblioteca, se escribió un programa para procesar y visualizar en tiempo real las cuentas que el *id800* reciba.

Aún con técnicas estándar hoy en día, la tasa de generación de bifotones en experimentos de este tipo es baja [13]; es por esto que es importante obtener la mayor eficiencia posible a la hora de acoplar las fibras ópticas. El problema del acoplamiento consiste en la alineación del haz incidente y de la fibra para maximizar la potencia transferida. El acoplamiento de luz láser a una fibra monomodo es un problema de emparejamiento de modos [24]. Para un láser con distribución Gaussiana, el diámetro $(1/e^2)$ D incidente sobre una lente de distancia focal f necesario para producir una mancha focalizada de diámetro ω es:

$$f = D \frac{\pi \omega}{4 \lambda}, \quad (39)$$

donde λ es la longitud de onda del láser. La eficiencia del acoplamiento dependerá de qué tanto podemos emparejar el tamaño de la mancha focalizada ω con el diámetro de la fibra óptica. De la ecuación 39, vemos que el diámetro del haz es un parámetro controlable importante para conseguir un buen acoplamiento. Por esto, se decidió escribir un sencillo programa de computadora para analizar perfiles de haces láser utilizando fotos tomadas con un chip CCD. Este programa se usó para controlar el tamaño de los haces que serán acoplados a las fibras que van a los APDs. La descripción del perfilómetro de láseres se encuentra en la siguiente sección.

1.2.2. Perfilómetro láser

Una manera de caracterizar un haz es analizando su perfil de intensidad espacial en un plano perpendicular a su dirección de propagación. La propagación de los láseres del laboratorio puede aproximarse bastante bien asumiendo que tienen una distribución Gaussiana en 2-D, que corresponde a un perfil de intensidad:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}, \quad (40)$$

donde $r^2 = x^2 + y^2$ y w representa el diámetro del haz. w es en realidad una función de $w(z)$ a partir de la distancia en el que el frente de onda es plano; para un corte transversal es constante [25].

Hay varias definiciones de diámetro de haz, y aunque para haces Gaussianos la más común es el diámetro para el cual la intensidad ha caído a $1/e^2$ (13.5%) de su intensidad original. Otras definiciones — que pueden verse en la Figura 5 — son el diámetro $1/e$, *full-width half-maximum* (FWHM) y $D4\sigma$, que corresponden a caídas de intensidad a $1/e$ y 50% para las primeras dos, respectivamente, y 4 veces la desviación estándar para la última. Para haces Gaussianos ideales, los diámetros de $1/e^2$ y $D4\sigma$ coinciden.

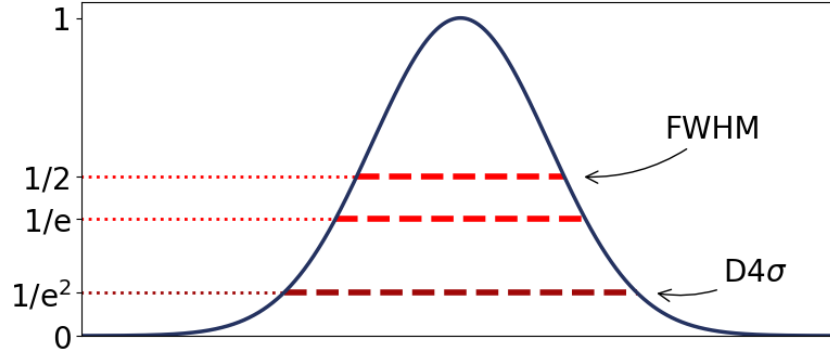


Figura 5: Perfil de intensidad Gaussiano y distintas definiciones de diámetro.

Haciendo uso de una cámara digital, es posible tomar una foto del perfil de intensidad espacial en un plano perpendicular y realizar un análisis en la computadora. La cámara disponible para ese propósito en el Laboratorio es una cámara Thorlabs DCC1545M, que cuenta con un chip CCD con una resolución de 1280x1024 píxeles cuadrados de $5.4 \mu\text{m}$ de lado. El chip CCD tiene una intensidad de saturación de aproximadamente $1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Los láseres que se usan en el Laboratorio no pueden producir un haz estable con intensidades tan bajas, lo que significa que atenuar la luz láser usando filtros de densidad neutral (ND) es necesario.

El programa del perfilómetro se encuentra en [26]; sin embargo, una pequeña descripción del algoritmo se presenta aquí. Una vez que una foto ha sido tomada, es procesada por computadora y convertida en una matriz de valores dentro del intervalo $[0, 255]$ (pues la cámara usada toma fotos en 8-bits). Después, el algoritmo realiza un procesamiento sencillo para reducir el ruido en la imagen que puede provenir tanto de ruido electrónico o luz de fondo. El algoritmo calcula un valor de offset basado en el valor mediano de los píxeles no iluminados por el haz.

Para el análisis de imágenes, primero hace falta encontrar el centro del haz. Sin embargo, a veces es difícil tener una imagen limpia. A veces la óptica usada está sucia o induce efectos de interferencia por una mala alineación. Por esto, encontrar el centro de un perfil de intensidad a veces no es tan directo como encontrar el píxel de mayor intensidad. Normalmente, este ruido puede arreglarse si uno usa un iris o limpia bien la óptica, pero a veces es riesgoso cuando el arreglo es grande o complicado. En casos como este, es posible hacer un preprocesamiento de la imagen para intentar limpiar un poco el ruido.

La idea de este pre-procesamiento (Figura 6) consiste en remover el ruido en el dominio de frecuencias por medio de la transformada discreta de Fourier en 2D (utilizando el algoritmo de la transformada rápida, o FFT). Para analizar espectros,

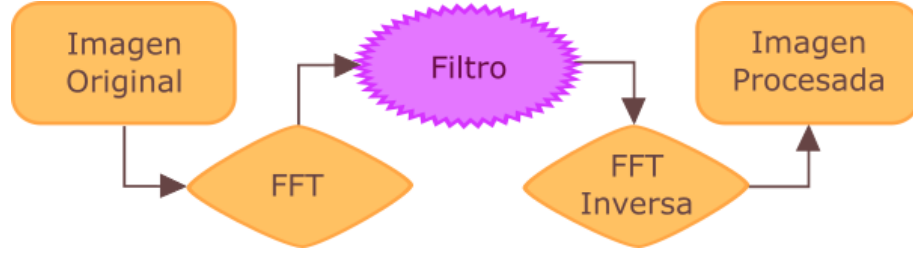


Figura 6: Diagrama de pre-procesamiento para imágenes usando la transformada rápida de Fourier.

es conveniente utilizar el hecho de que la transformada de una distribución Gaussiana es también una Gaussiana:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}\{I(x, y)\} &= \hat{I}(u, v) = \int \int I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \exp(-i2\pi(ux + vy)) dx dy \\
 &= I_0 \int \exp\left(-\frac{x^2}{r_0^2}\right) \exp(-i2\pi ux) dx \int \exp\left(-\frac{y^2}{r_0^2}\right) \exp(-i2\pi vy) dy \\
 &= I_0 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{r_0} \exp(-\pi^2 r_0^2 u^2)\right) \left(\frac{\sqrt{\pi}}{r_0} \exp(-\pi^2 r_0^2 v^2)\right) \\
 &= I_0 \frac{\sqrt{\pi}}{r_0} \exp(-\pi^2 r_0^2 (u^2 + v^2)) = \hat{I}_0 \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{z_0^2}\right),
 \end{aligned}$$

donde $\hat{I}_0 = I_0 \frac{\sqrt{\pi}}{r_0}$ es la nueva amplitud de la distribución y $z_0 = \frac{1}{\pi r_0}$ es el nuevo radio. Observamos que si tenemos un haz con perfil ancho, se convertirá en un perfil delgado en el espacio de frecuencias.

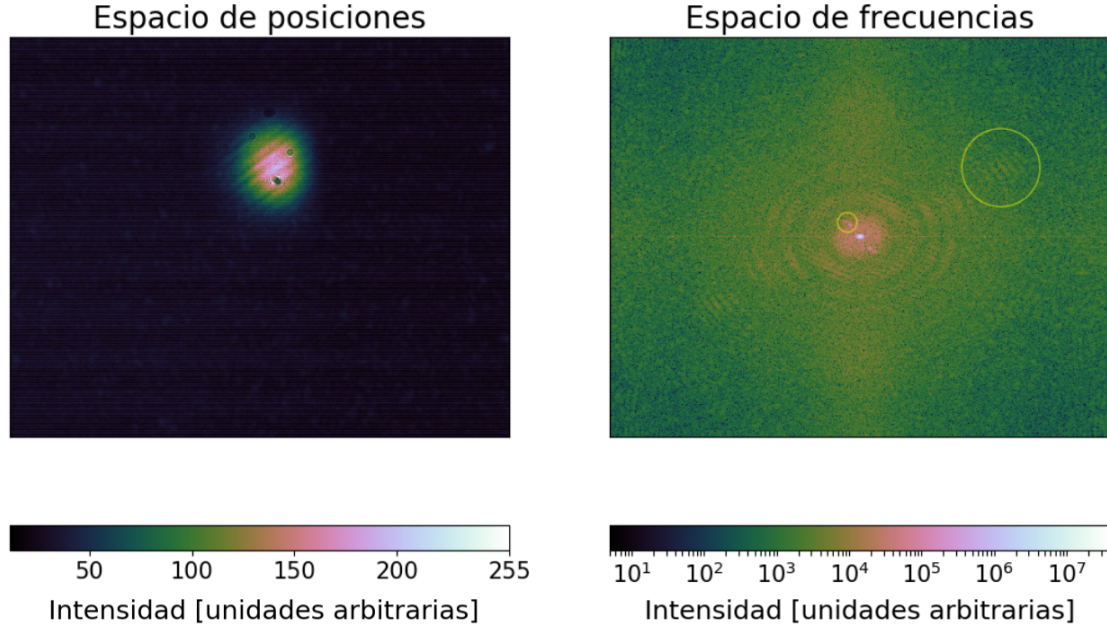


Figura 7: Foto real de un haz y su espectro de frecuencias al aplicarle FFT. En vez de ser perfectamente Gaussiano, vemos que hay franjas de interferencia y otros defectos (ver círculos).

Viendo el espectro de frecuencias, podemos bloquear los puntos que no correspondan al espectro de nuestra Gaussiana. A esto lo llamaremos una *máscara* o filtro. La calidad de la imagen que obtengamos dependerá de la manera en la que se filtran las frecuencias no deseadas [27]. Finalmente, se aplica la transformada inversa de Fourier y se observa que el perfil puede haber mejorado.

Dependiendo de cuánto se bloquee en el espacio de frecuencias cambiará la calidad de la imagen reconstruida: si se bloquea muy poco, no habrá mejora, si se bloquea mucho, se puede perder información del perfil. Esta herramienta es útil cuando se prefiere una estimación medianamente precisa del ancho de un haz con mucho ruido y no se puede mejorar la imagen con un reacomodo de los elementos ópticos.

Después del pre-procesamiento, se encuentra el *centro de gravedad de la imagen* con un cálculo del primer momento de la intensidad del haz sobre la superficie del CCD en ambas direcciones [28]:

$$\langle x \rangle = \frac{\int I(x, y) x \, dx dy}{\int I(x, y) \, dx dy} \quad \langle y \rangle = \frac{\int I(x, y) y \, dx dy}{\int I(x, y) \, dx dy}.$$

El algoritmo realiza esta integral de manera discreta a lo largo de cada columna y

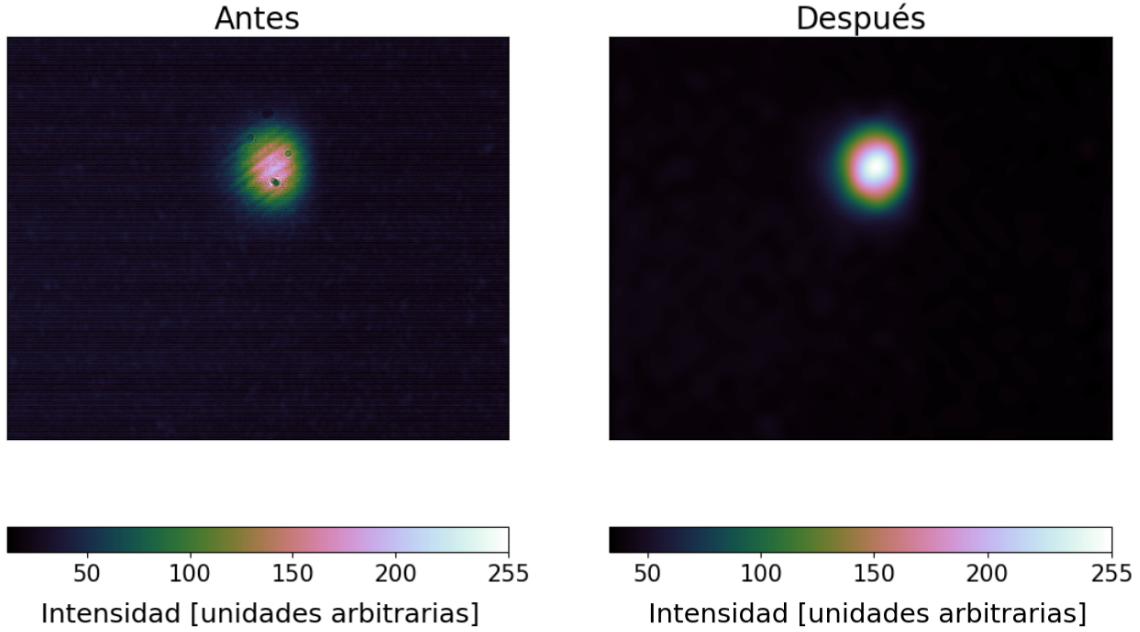


Figura 8: Antes y después de aplicar pre-procesamiento a la foto del haz.

cada fila del arreglo para encontrar el valor de la proyección sobre cada eje. Una vez encontrado el centro del haz, el algoritmo procede a hacer un ajuste a una distribución Gaussiana por medio de mínimos cuadrados.

Además de existir como una biblioteca de funciones independiente, se escribió una interfaz gráfica para utilizar el programa como un ejecutable que se encuentra en [26]. Actualmente el programa es utilizado por todos los usuarios del Laboratorio.

1.2.3. Sistema de adquisición de datos

El sistema de adquisición consiste en la paquetería de programación del *id800* y el programa de visualización de cuentas, desarrollados en este trabajo para la adquisición de datos en experimentos de bifotones. El *id800* es un convertidor de cuentas de tiempo a valores digitales que consta en un circuito integrado de aplicación específica (ASIC) que registra eventos en los 8 canales del módulo y los manda a una matriz de puertas programable (FPGA) que los ordena y comprime. En la Figura 4, el *id800* recibe señales eléctricas que recibe de los APDs en alguno de sus canales. El *id800* cuenta con un búfer de entrada que trabaja a una velocidad de 200 millones de eventos por segundo, que resulta en una resolución temporal de 5 ns para eventos consecutivos registrados en el mismo canal. Sin embargo, la resolución temporal para

eventos registrados en distintos canales es de 81 ps.

Para realizar la comunicación entre el *id800* y el resto de los sistemas del laboratorio, fue necesario escribir una paquetería de uso. El diagrama de flujo para el desarrollo de la paquetería se encuentra en la Figura 9. Una descripción secuencial de lo que hace el programa es:

1. Establecer conexión con el *id800*.
2. De manera simultánea, configurar los parámetros del experimento (que incluyen un *búfer de datos* que establece el tamaño de los archivos a crear) y empieza a “escuchar” para registrar eventos que lleguen al *id800*.
3. Visualizar en tiempo real las cuentas procesadas.
4. Guardar automáticamente los eventos una vez que el búfer de datos se llene.

La paquetería de uso para el módulo etiquetador de cuentas temporales (TDC) *id800* está escrita en Python 3.6. Esta paquetería (llamada **hunahpy**) hace fuerte uso de **ctypes**, que es una biblioteca de funciones foráneas para Python. Esta paquetería provee compatibilidad de estructuras con C/C++ y el uso de librerías compartidas (DLLs).

El módulo *id800* venía con un software de control propietario, un software de Lab-View y ejecutables compilados en C. Sin embargo, al usar el programa provisto por el fabricante limita el tipo de experimentos que se pueden realizar con el *id800*, pues uno no es libre de ajustar a detalle el funcionamiento del instrumento a las necesidades del laboratorio. Por esto, el desarrollar un software de adquisición propio era importante. Utilizando los archivos de compilado en C, se escribió en Python una paquetería para controlar el *id800* desde la computadora. Un manual completo se puede encontrar en el Anexo A y la paquetería está disponible en [29] para uso público. Se escribió también un programa de visualización de datos en tiempo real con dos funciones específicas de conteo de datos:

- Una función que integra el número de eventos por unidad de tiempo para cada canal.
- Un analizador de diferencias temporales: tomando un evento en un canal como un *inicio*, y el siguiente como un *fin*. De estas diferencias se construye un histograma útil para ver las diferencias temporales entre distintas señales (distintos canales).

El programa de adquisición es parte de un sistema más completo que consiste en los sistemas de control, de imagen y de adquisición de datos.

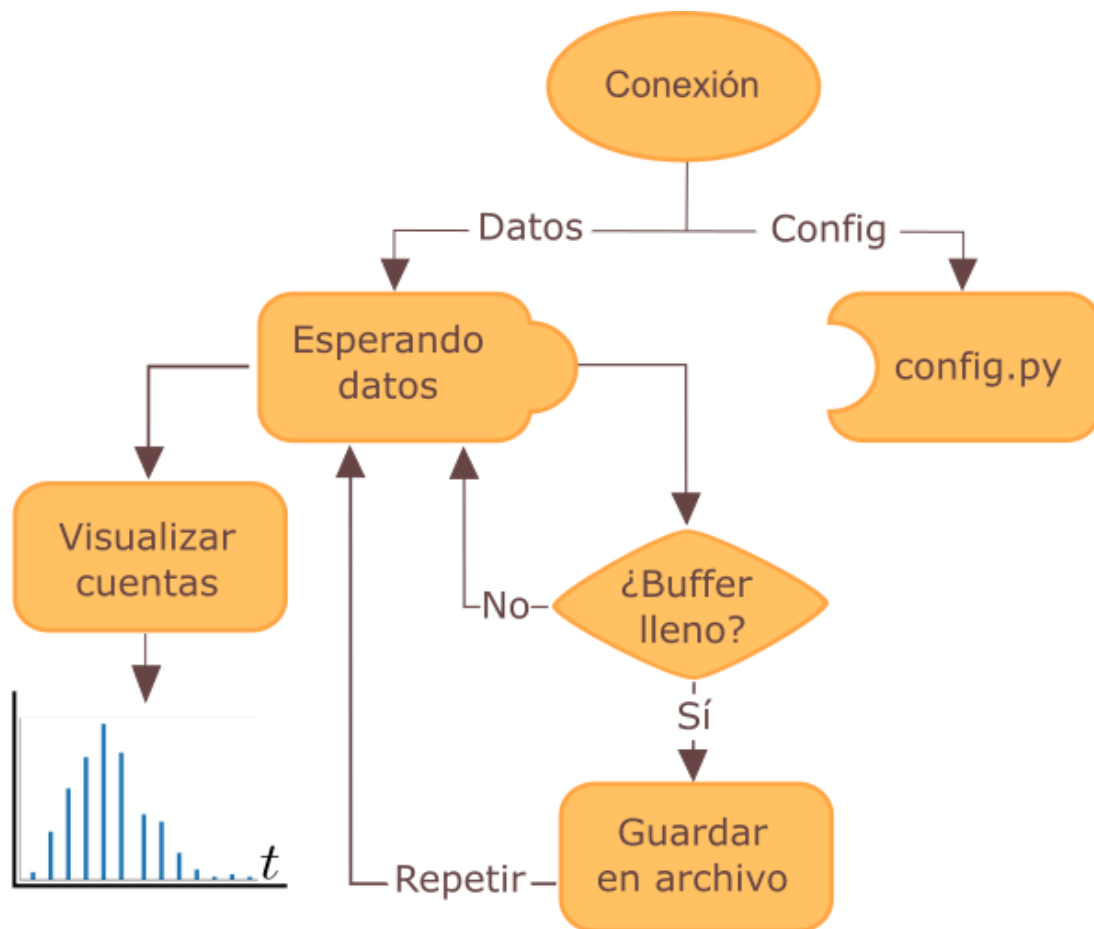


Figura 9: Diagrama de flujo del programa de adquisición. Ver detalles en la sección 1.2.3.

1.2.4. Circuito AND

Los APDs utilizados no cuentan con un canal de entrada digital que permita prenderlos o apagarlos usando un pulso electrónico. Por esto, se diseñó un pequeño instrumento que funcionara como compuerta digital para los eventos que registra el TDC. Esto permite una sincronización con el sistema de control y minimiza la cantidad de datos basura generados por las cuentas oscuras de los APDs.

Esto es básicamente un circuito AND adecuado a las especificaciones de voltaje de salida de los APDs (TTL de bajo voltaje o LVTTL), de entrada del TDC (TTL o LVTTL) y los pulsos del sistema de control (TTL). Se decidió usar un búfer de tres estados SN74LVC126A de Texas Instruments, que permite 3 salidas: 1 V, 0 V, y un estado de alta impedancia (donde no pasa corriente). El búfer tiene dos canales de entrada (input y control) y uno de salida (output); cuando no haya experimento (es decir, cuando no se registre voltaje en el canal de control), el estado del búfer es de alta impedancia. Esto fue para evitar la posibilidad de que el TDC interpretara señales de salida de bajo voltaje (idealmente 0 V) como falsos eventos. El instrumento permite hasta 8 señales de salida independientes, con sus respectivos canales de entrada y control.

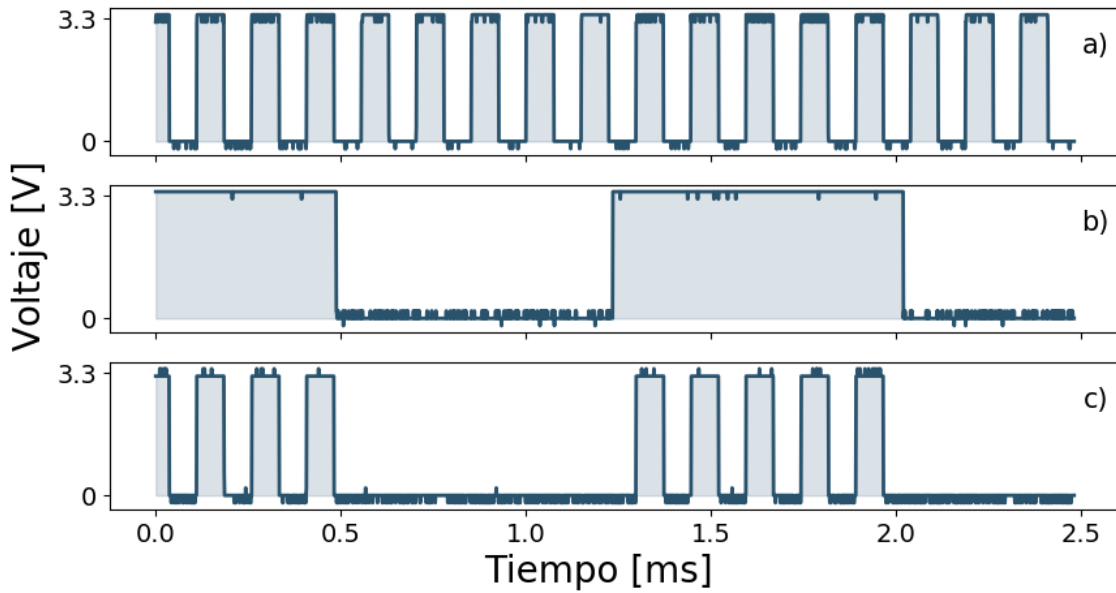


Figura 10: Ejemplo de prueba para el circuito de gating. a) El pulso de entrada o la señal que queremos usar. b) El pulso de control. c) El pulso de salida después de pasar por el circuito.

Se realizaron pruebas para verificar que el circuito funcionara adecuadamente. Con

un generador de funciones, se enviaron dos trenes de pulsos TTL de distintas frecuencias: una frecuencia baja como control y una más alta como input. El pulso de menor frecuencia se usó para simular el pulso que emitirá el sistema de control, mientras que el tren de pulsos de alta frecuencia simuló las señales emitidas por los APDs. Como se observa en la Figura 10, la señal de salida está regulada por el pulso de control, con lo que nos aseguramos que el *id800* no recibirá datos fuera de esta ventana experimental.

Este circuito se utilizó para simular la ventana experimental que se utilizará en los experimentos de mezclado de cuatro ondas. El pulso de entrada es la señal que proviene de un APD cuando registra un evento y la señal de control se realizó desde una tarjeta gráfica LabJack T7, encargada del sistema completo de control. La señal de salida va al *id800*, por lo que este circuito sirve para limitar la tasa de eventos que serán procesados.

1.3. Configuración experimental

Como preparación para los experimentos de FWM en átomos fríos, se diseñó un experimento sencillo para medir la función de correlación de segundo orden $g^{(2)}$ para luz láser.

Se amplió el montaje de la óptica de adquisición de FWM de la Figura 4 para analizar la luz del haz de bombeo de 780 nm (f_1). Se montó un interferómetro de intensidades con un divisor de haz 50/50 y cada brazo se mandó a un APD. Para este experimento se apagó el segundo haz (f_2). La Figura 11 muestra esta ampliación al montaje de la óptica de adquisición de FWM presentada en la sección 1.2.1.

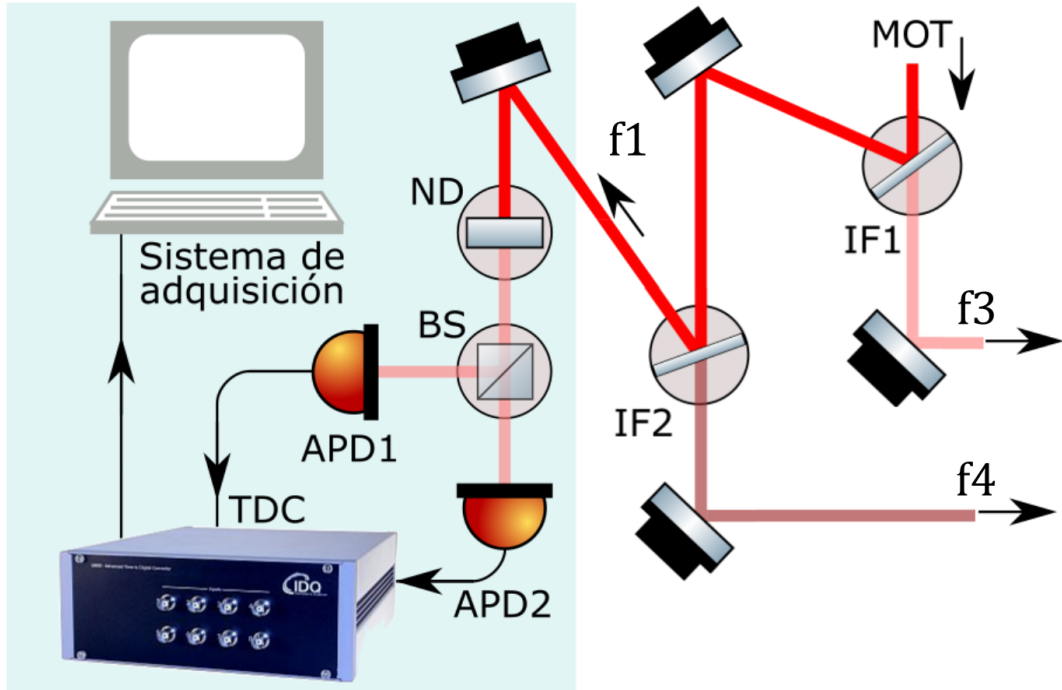


Figura 11: Óptica de adquisición para el haz de 780 nm. La sección resaltada es la ampliación del arreglo óptico de la Figura 4. Se consiguió una potencia de alrededor de 3 pW usando filtros ND y un divisor no polarizante BS, necesaria para no saturar a los APDs.

En la sección 1.1 vimos que en el tratamiento cuántico podemos considerar a un haz de luz como un haz de fotones individuales. El *flujo de fotones* Φ se define como el número de fotones promedio que pasa por una región por unidad de tiempo. Si consideramos un haz monocromático y con intensidad constante I , entonces el flujo

de fotones que pasa por un área A se da como:

$$\Phi = \frac{IA}{\hbar\omega} = \frac{P}{\hbar\omega} \text{fotones s}^{-1}, \quad (41)$$

siendo P la potencia del haz.

Cada APD tiene un valor de *eficiencia cuántica* η , que es la proporción del número de foto detecciones al número de fotones incidentes. Para el *id120* y luz de 780 nm, $\eta \sim 80\%$. Así, la tasa de fotones detectados por los APDs es:

$$\mathcal{R} = \eta\Phi. \quad (42)$$

Existe un valor máximo de \mathcal{R} para cada APD que surge de que el detector necesita “descansar” después de registrar un evento. Al detectar un fotón, se genera una avalancha de electrones que multiplican la señal eléctrica. Sin embargo, por los altos voltajes de polarización que son necesarios (de hasta cientos de voltios), se aplica un circuito de atenuamiento que reduce el voltaje del APD por un tiempo corto en donde no se registran nuevos eventos [30]. Para el *id120*, este llamado *tiempo muerto* es de $\sim 1 \mu\text{s}$. Con esto, la tasa máxima \mathcal{R} de eventos que podemos detectar sin pérdidas significativas es inversa a este tiempo muerto, o $\sim 10^6$ fotones s^{-1} . Con este valor máximo de \mathcal{R} y $\lambda = 780 \text{ nm}$ (sabiendo que $\omega = 2\pi c/\lambda$) encontramos el valor máximo de la potencia del haz láser que podemos usar $P_{\text{max}} \sim 3 \text{ pW}$. Esto lo conseguimos usando un arreglo de filtros de densidad neutral (ND) para atenuar la potencia original del haz láser; estos filtros reducen la potencia de un haz en $10^{-\text{OD}}$, donde OD es la densidad óptica total del arreglo de filtros.

Se realizaron pruebas para medir la tasa de cuentas oscuras para los dos APDs que se usaron en este experimento. Estas medidas se tomaron sin luz láser y se registraron los eventos por media hora usando el programa de adquisición de datos. La estadística de estas cuentas oscuras sigue una estadística Poissoniana [31], y las tasas de cuentas oscuras registradas concuerdan con el valor máximo de 200 Hz reportado por el fabricante. La Figura 12 presenta un histograma de las cuentas oscuras de los dos APDs y su respectivo ajuste a una distribución Poissoniana. El tamaño de cada canasta en el histograma fue de 150 ms.

La temperatura de operación de los APDs fue de -40°C . Se eligió esta temperatura porque es la temperatura a la cual el fabricante reporta para la calibración de los instrumentos. El voltaje de polarización fue de 200 V para ambos APDs. La tasa de cuentas oscuras que se obtuvo fue de:

- APD1: $\mu = 180.67 \pm 33.55$ cuentas s^{-1}
- APD2: $\mu = 155.55 \pm 31.66$ cuentas s^{-1}

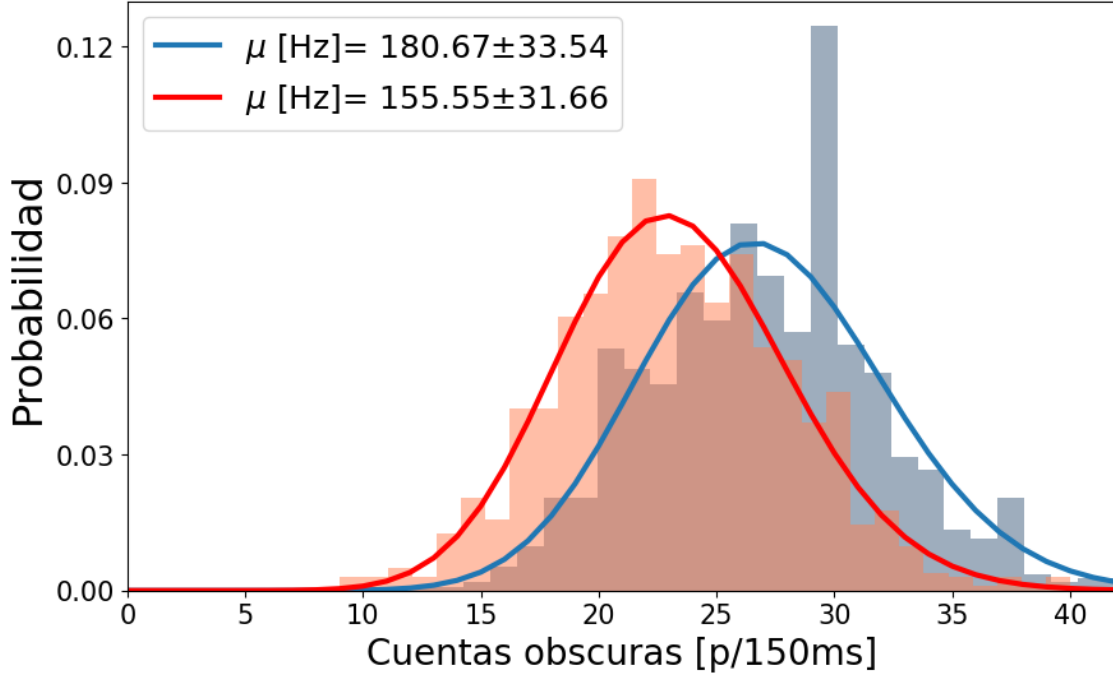


Figura 12: Histograma de cuentas oscuras para el APD1 (azul) y el APD2 (rojo). El tiempo de integración para cada canasta fue de 150 ms.

Después de probar la funcionalidad del programa de adquisición, se realizaron medidas de intensidad para luz láser de 780 nm. Para un haz estable de $100 \mu\text{W}$ de potencia, se usó un arreglo de filtros ND con densidad óptica total de 7.5 para obtener 3 pW a la entrada del divisor de haz 50/50. Cada brazo del interferómetro se acopló a una fibra mono-modal conectada a un APD. Para diferenciar cada brazo del interferómetro, a uno se le asignó el subíndice T por ser el transmitido por el divisor de haz, mientras el otro tendrá R por ser el reflejado.

Se ajustó la distancia de los dos brazos del interferómetro para que tuvieran la misma longitud para medir $g^{(2)}(\tau)$ en coincidencia ($\tau = 0$). Sin embargo, esto no es muy importante. Si los brazos del interferómetro no fueran iguales, al calcular $g^{(2)}(\tau)$ veríamos las cuentas en coincidencia a un tiempo $\tau \neq 0$.

Al utilizar los APDs no se mide directamente la intensidad de los láseres, así que es necesario relacionarlo a cantidades que podamos medir en el laboratorio. En la práctica, la intensidad de un haz no es completamente constante y habrán fluctuaciones que se verán reflejadas en la estadística que hagamos al calcular $g^{(2)}(0)$. Es por esto que es adecuado considerar las probabilidades de detección para un tiempo

arbitrario de integración Δt [32]:

$$g^{(2)}(\tau = 0) = \frac{P_{TR}(\Delta t)}{P_T(\Delta t)P_R(\Delta t)}, \quad (43)$$

donde P_{TR} es la probabilidad conjunta de medir una detección tanto en el APD T (transmitido) como en el APD R (reflejado) en el mismo intervalo Δt . Estas probabilidades están dadas por:

$$P_T(\Delta t) = \mathcal{R}_T \Delta t, \quad P_{TR}(\Delta t) = \mathcal{R}_{TR} \Delta t, \quad P_R(\Delta t) = \mathcal{R}_R \Delta t,$$

para las tasas de detección promedio \mathcal{R}_T , \mathcal{R}_R y la tasa de detección conjunta \mathcal{R}_{TR} .

Para un tiempo total de detección ΔT — subdividido en muchas canastas de tamaño Δt — podemos hacer un histograma de n canastas para obtener la distribución del número de eventos registrados en cada canal:

$$\begin{array}{c} t_0 \\ \downarrow \\ T = | 1 | 0 | 2 | 1 | 0 | 0 | 1 | 1 | 0 | \dots | 0 | \\ \xleftrightarrow{\Delta t} \\ R = | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 2 | 0 | 0 | \dots | 1 | \end{array}$$

donde T_i y R_i representan el número de cuentas en $[t_i, t_{i+1}] = [i\Delta t, (i+1)\Delta t]$, por ejemplo.

Las tasas de detección promedio serán:

$$\mathcal{R}_T = \left(\frac{N_T}{\Delta T} \right), \quad \mathcal{R}_{TR} = \left(\frac{N_{TR}}{\Delta T} \right), \quad \mathcal{R}_R = \left(\frac{N_R}{\Delta T} \right),$$

donde N_T y N_R representan el número total de cuentas para cada canal. En términos de los histogramas de eventos, se ve que $N_T = \sum_{i=0}^n T_i$ y $N_R = \sum_{i=0}^n R_i$. Para Δt pequeños, las probabilidades de detección serán también muy pequeñas y será válido que el número de cuentas conjunto sea $N_{TR} = \sum_{i=0}^n T_i R_i$. La ecuación 43 queda entonces dada por:

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\tau = 0) &= \frac{N_{TR}}{N_T N_R} \left(\frac{\Delta T}{\Delta t} \right), \\ &= \frac{\sum_i T_i R_i}{\sum_i T_i \sum_i R_i} \left(\frac{\Delta T}{\Delta t} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Este análisis es válido para medir $g^{(2)}(0)$. El retraso τ surge de la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro: uno podría modificar este retraso en tiempos al mover los acopladores de fibra a los APDs o utilizando cables de distinta longitud que vayan de los APDs al TDC, pero podemos introducir un *retraso virtual* en alguno de los brazos del interferómetro en el análisis de datos para $g^{(2)}(\tau)$. Esto es posible porque las propiedades estadísticas de la luz láser son estacionarias — *i.e.*, sus fluctuaciones provienen de un proceso *ergódico* [17, p. 93]. Si desplazamos el inicio de uno de los histogramas por una casilla, simularemos que los eventos de ese brazo del interferómetro estarán retrasados por un valor de $\tau = \Delta t$.

$$\begin{array}{c} t_0 \\ \downarrow \\ T = | 1 | 0 | 2 | 1 | 0 | 0 | 1 | \dots | 1 | 0 | 0 | \\ R' = | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | \dots | 2 | 0 | 0 | 1 | \\ \uparrow \\ t'_0 = t_0 + \Delta t \end{array}$$

Vemos que, sin embargo, sólo podremos obtener el número de cuentas conjunto N_{TR} para el traslape temporal de nuestros nuevos histogramas, y nuestro tiempo total de detección ΔT también habrá cambiado. En este caso,

$$N_T = \sum_{i=1}^n T_i, \quad N_R = \sum_{i=0}^{n-1} R_i, \quad N_{TR} = \sum_{i=0}^{n-1} T_{i+1} R_i.$$

Podemos generalizar este retraso para k desplazamientos y denotar a $\tau_k = k\Delta t$. Finalmente, la ecuación 44 quedará de forma más general como:

$$g^{(2)}(\tau_k) = \frac{\sum_i T_{i+k} R_i}{\sum_i T_i \sum_i R_i} \left(\frac{\Delta T_k}{\Delta t} \right), \quad (45)$$

donde cada índice i corre dentro de su respectivo rango. Esto nos permite calcular $g^{(2)}(\tau)$ para múltiplos de Δt , aunque a medida que k aumente, la región de traslape de los histogramas disminuirá. Como cada traslape reduce el número de datos que podemos analizar, la precisión del cálculo de $g^{(2)}(\tau_k)$ también disminuirá.

1.4. Resultados

El objetivo principal de este capítulo fue el de realizar mediciones con el interferómetro para luz láser y así verificar el buen funcionamiento del sistema de adquisición de datos. Con este sistema, se fijó un tamaño de búfer de 1,000,000 de eventos para

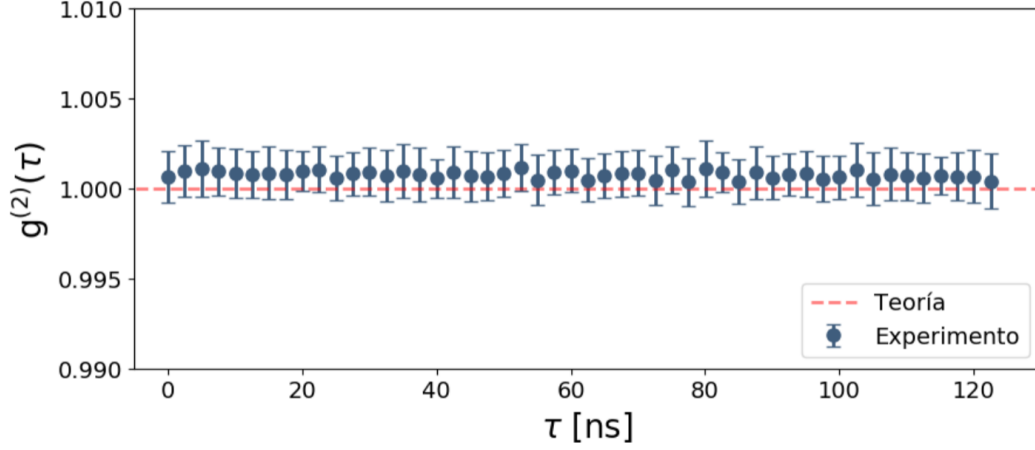


Figura 13: $g^{(2)}(\tau)$ para un haz de luz coherente. La línea punteada es el resultado teórico de 23, y el cálculo de $g^{(2)}$ se hizo de acuerdo a 45.

el *id800* y se guardaron 70 millones de cuentas para los dos APDs T y R por 40 minutos.

Se realizó el análisis de $g^{(2)}$ para cada canal y se eligió un tiempo de integración de $\Delta t = 2.5$ ns (definido en la ecuación 43). El tiempo total de detección ΔT se calculó a partir de la primera y la última etiqueta de tiempo registrada por cada millón de eventos. Para cada valor de τ_k desde 2.5 ns hasta 125 ns se realizó un análisis estadístico sobre todos los datos obtenidos para calcular $g^{(2)}(\tau_k)$ de acuerdo a la ecuación 45.

La Figura 13 presenta los resultados de estas mediciones. Se reporta un valor en coincidencia de $g^{(2)}(0) = 1.0006 \pm 0.0012$. Como la teoría predice un que $g^{(2)}(\tau) = 1$ para todo τ , se reporta un promedio de $\overline{g^{(2)}} = 1.0007 \pm 0.0014$, que está en buena concordancia con lo predicho. Las incertidumbres presentadas son exclusivamente estadísticas y no se consideraron otras posibles fuentes de error. Este resultado responde bien al propósito de este trabajo: el desarrollo de un esquema experimental en anticipación a experimentos de FWM en átomos fríos.

2. Medición de la densidad óptica

La densidad óptica (OD) es particularmente importante para este trabajo, pues define distintos regímenes de generación de bifotones por FWM y determina la forma de su función de correlación $g^{(2)}(\tau)$ [12, 33]. De acuerdo a [12], en el régimen de densidad óptica baja la tasa de coincidencias en bifotones es proporcional a OD^2 y la función de onda de estos bifotones tiene la forma de una oscilación amortiguada. Este amortiguamiento ocurre por efectos de interferencia destructiva entre los bifotones creados y resulta en una baja eficiencia de generación de bifotones. Por otro lado, el régimen de densidad óptica alta, la tasa de coincidencias es linealmente proporcional a OD y, la forma de la función de onda es cuadrada. Como en el segundo régimen no hay efectos de interferencia, es de interés generar una nube atómica de alta densidad óptica para mejorar la eficiencia de generación de bifotones por FWM.

En este segundo capítulo, se realizó la caracterización de la densidad óptica de la nube atómica atrapada por la MOT desarrollada en [34]. Se presenta además el arreglo óptico que se usará para la generación de fotones correlacionados en FWM.

2.1. Teoría

Los átomos alcalinos son normalmente usados para experimentos de átomos fríos por varias razones: su estructura atómica se parece a la del hidrógeno en cuanto que tienen un sólo electrón de valencia en su última capa, esto facilita su descripción teórica pues puedes crear sistemas de dos niveles atómicos con relativa facilidad [35, p. 60], presiones de vaporización cercanas a temperatura ambiente [36], y frecuencias de excitación cercanas al visible que permiten usar láseres comerciales. En el Laboratorio, el átomo alcalino usado es rubidio por ser relativamente barato y tener transiciones atómicas en el infrarrojo cercano.

2.1.1. Estructura atómica de rubidio

Para entender el enfriamiento y confinamiento de átomos, se parte de la estructura de sus niveles energéticos [36, 37]. En un átomo alcalino, su electrón de valencia presenta momento angular orbital \mathbf{L} y momento angular de espín \mathbf{S} . Estos dos momentos interactúan entre sí y resultan en el momento angular electrónico total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Por la naturaleza vectorial del acoplamiento \mathbf{LS} , este momento angular puede tener valores

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|. \quad (46)$$

Esto (junto con otras correcciones relativistas a la ecuación de Schrödinger) introduce un desdoblamiento de los niveles energéticos de los átomos que es conocido como la *estructura fina*. La proyección del momento angular electrónico puede tener valores $m_J = 0, \pm 1, \dots, \pm J$. Es común usar la notación espectroscópica para etiquetar los niveles atómicos:

$$N^{2S+1}L_J,$$

donde N es el número cuántico principal. Para el estado base de ^{87}Rb , $L = 0$ y $S = 1/2$, por lo que $J = 1/2$, quedando el estado base como $5^2S_{1/2}$. El primer estado excitado del rubidio tiene $L = 1$, así que de la ecuación 46, $J = 1/2$ y $J = 3/2$. De este desdoblamiento surgen las llamadas transiciones **D1** ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) y **D2** ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$).

Más allá de la estructura fina existe un segundo desdoblamiento de los estados energéticos llamado *estructura hiperfina*. Este desdoblamiento se da por el acoplamiento del momento angular electrónico \mathbf{J} y el espín nuclear \mathbf{I} , que resulta en un momento angular *total* $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$. De manera similar a la estructura fina, el momento angular total puede tomar valores

$$|J - I| \leq F \leq |J + I|. \quad (47)$$

El momento angular total también tiene una proyección que puede valer $m_F = 0, \pm 1, \dots, \pm F$. El ^{87}Rb tiene espín nuclear $I = 3/2$, por lo que para el estado base $F = 1$ y $F = 2$. Para el estado excitado, F puede valer 0, 1, 2 y 3.

2.1.2. Trampa magneto-óptica

Una descripción teórica a profundidad de los mecanismos de una MOT no forma parte de esta tesis. Sin embargo, una introducción breve basada en [35] resulta útil.

Por un lado, el enfriamiento láser es una manifestación de una fuerza radiativa que Ashkin llamó *fuerza de scattering* [1]. Por el otro lado, para atrapar átomos se aprovecha su momento dipolar magnético con el uso de un campo cuadrupolar externo [2].

El enfriamiento láser está basado en la transferencia de momento entre luz y átomos. Al absorber un fotón, el átomo sentirá una fuerza en la dirección de propagación del fotón. Además, el átomo eventualmente emitirá un fotón en una dirección aleatoria por el proceso de emisión espontánea. Al tomar el promedio estadístico para muchos fotones, la fuerza que siente el átomo por emisión espontánea será cero por no emitir en una dirección preferencial.

Esta fuerza resultante de *scattering* dependerá de la diferencia de la frecuencia del láser (ω) con la frecuencia de resonancia atómica (ω_0) y su corrimiento de frecuencia

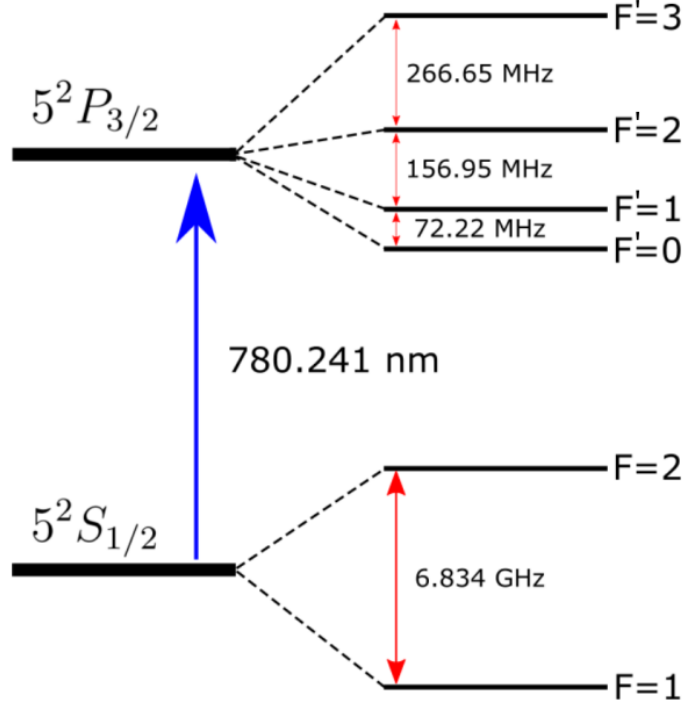


Figura 14: Estructura hiperfina para la línea **D2** de ^{87}Rb .

debido al efecto Doppler (kv) (pues los átomos están en movimiento), y será en la dirección de propagación del láser.

Un láser colimado seleccionará átomos moviéndose en una sola dirección para frenarlos. Como un átomo es libre de moverse en tres dimensiones, es necesario usar tres pares de láseres ortogonales y contrapropagantes para reducir su velocidad neta en cada dirección. La fuerza total que sentirán los átomos en cada uno de estos ejes será

$$\begin{aligned}
 F_{mel} &= F_{scat}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scat}(\omega - \omega_0 + kv) \\
 &\simeq F_{scat}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} - \left[F_{scat}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} \right] \\
 &\simeq -2k \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} v = -\alpha v.
 \end{aligned} \tag{48}$$

Esta fuerza se parece a la que siente una partícula en un líquido viscoso. Es por eso que esta técnica de enfriamiento láser se llamó *melaza óptica*. Se puede demostrar que el coeficiente de amortiguamiento α es proporcional a $-(\omega - \omega_0)$. Para que esta fuerza sea amortiguante es necesario que $\alpha > 0$, *i.e.* $\omega - \omega_0 < 0$, que significa que

una *desintonía al rojo* de la frecuencia de resonancia es necesaria.

No basta enfriar átomos a temperaturas muy bajas, también es necesario lograr confinarlos a una región pequeña para poder estudiarlos en una MOT. El confinamiento de los átomos se consigue colocando un campo magnético cuadrupolar y usando una polarización específica de los haces de la melaza óptica.

El Hamiltoniano que describe la interacción de un átomo con un campo magnético es:

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B},$$

donde cada factor g considera las modificaciones a los momentos magnéticos dipolares del espín del electrón, momento angular orbital del electrón y espín nuclear, respectivamente. Consideremos un campo magnético en una sola dirección. Para un campo magnético débil, existe un desdoblamiento de los niveles energéticos (llamado *efecto Zeeman*) que es lineal con el campo. Puede probarse [35] que este cambio en la energía es $\Delta E \propto \Delta m_J \mathbf{B}$.

La Figura 15 muestra el mecanismo de atrapamiento magnético y las líneas del campo cuadrupolar que lo permiten. Dos bobinas en configuración anti-Helmholtz² permiten que cerca del centro de la trampa exista un gradiente de campo magnético lineal. La Figura 15 b muestra las líneas de campo para dicha configuración cerca del centro. Para la dirección z , por ejemplo, el campo es aproximadamente $\mathbf{B} = Bz$. Supongamos un sistema con estados $J = 0$ y $J = 1$. En el estado base, $J = 0$ y $m_J = 0$ también. Para $J = 1$, el efecto Zeeman hace que la energía de cada uno de los sub-niveles $m_J = 0, \pm 1$ varíe linealmente con z . Si los haces contrapropagantes tienen polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-), esto creará un desequilibrio en las fuerzas de scattering por las reglas de selección dipolar [35].

Imaginemos un átomo alejándose de la trampa con $z > 0$. La transición al nivel $m_J = -1$ estará más cerca de resonancia con el láser a frecuencia ω (recordemos que está desintonizado al rojo para tener amortiguamiento en la melaza óptica) y la regla de selección $\Delta m_J = -1$ hará que absorba fotones del haz con polarización σ^- , resultando en una fuerza de scattering que lo regresa al centro. Lo mismo pasa para un átomo alejándose con $z < 0$ con la transición al nivel $m_J = 1$ y fotones con polarización σ^+ , por la regla de selección $\Delta m_J = +1$. Esto logra una fuerza de confinamiento en un eje — se pueden atrapar átomos en las tres direcciones eligiendo polarizaciones de láser adecuadas (respecto a cada eje).

²Dos bobinas circulares de radio R están en configuración anti-Helmholtz cuando se colocan simétricamente a lo largo de un eje común pero son alimentadas con corriente en sentido opuesto. Las dos bobinas están separadas por una distancia igual a su radio R , y el centro de esta configuración se define como el punto sobre el eje común equidistante a cada bobina.

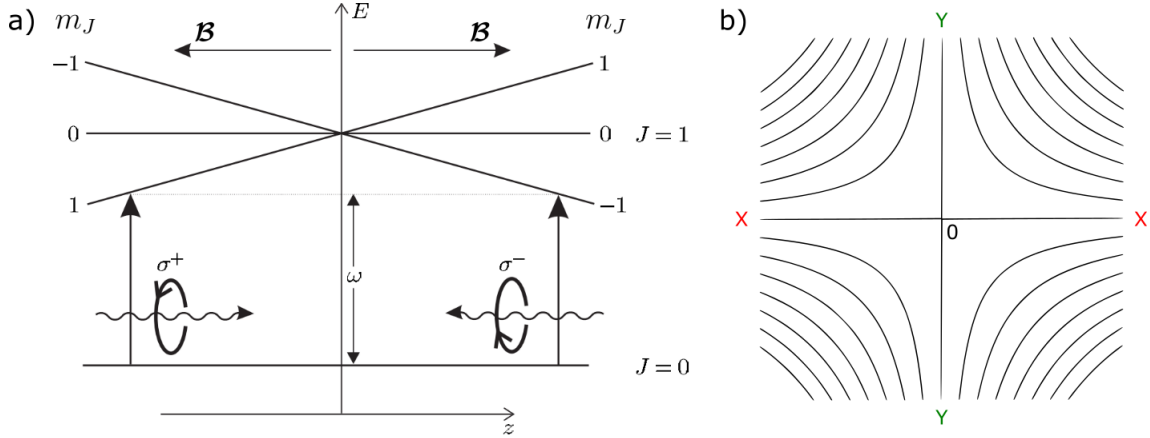


Figura 15: a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. Dos haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-) y las reglas de selección $\Delta m_J = \pm 1$ empujan al átomo hacia el centro de la trampa. Imagen de [35]. b) Líneas de campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones). El campo es cero en el centro.

2.1.3. Absorción de luz por átomos

La nube atómica es modelada como un vapor ópticamente denso que un haz monocromático en resonancia puede excitar por medio de absorción estimulada. Al re-emitir esta luz a tiempos y direcciones aleatorias, se presenta una atenuación del haz de prueba original que permite estudiar la absorción de los átomos.

Para entender esto, seguiremos el desarrollo de Foot [35]. Supongamos que tenemos un sistema atómico de dos niveles. Si consideramos un haz pasando por un medio de ancho infinitesimal dz con N átomos por unidad de volumen, este medio tendrá entonces Ndz átomos por unidad de área. La fracción de fotones que serán absorbidos por los átomos de este medio será $N\sigma dz$, donde σ se define como la sección transversal de los átomos. La atenuación del haz puede describirse por:

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa(\omega)I \equiv -N\sigma(\omega)I, \quad (49)$$

donde $\kappa(\omega)$ es el coeficiente de absorción para la luz incidente. Esta se conoce como la *Ley de Beer-Lambert* y es válida para un haz con baja intensidad que deja a la mayoría de la población en el estado base.

Se puede demostrar que para este sistema de dos niveles resonante en ω_0 , la sección

transversal de los átomos es

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (50)$$

Aquí, σ_0 es la sección transversal máxima para $\omega = \omega_0$, y Γ es el *ancho de banda natural* de la transición. Este ancho de banda es el ancho de la línea espectral de la transición y puede verse como la tasa de decaimiento del estado excitado.

Para intensidades más altas, la población atómica en el estado excitado crecerá y presentará emisión estimulada, que aumentará la intensidad del haz después de pasar por la nube. La transición puede entonces *saturarse*: un haz intenso y en resonancia hará que el sistema oscile rápidamente entre el estado base y el estado excitado. Tomando estos efectos de saturación, se puede demostrar que el coeficiente de absorción se vuelve

$$\begin{aligned} \kappa(\omega, I) &= \frac{N\sigma(\omega)}{1 + (\sigma(\omega)/\sigma_0)(I/I_{sat})} \\ &= N\sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2(1 + I/I_{sat})}. \end{aligned} \quad (51)$$

$I_{sat} = \frac{\hbar\omega^3}{12\pi c^2} \frac{\Gamma}{\sigma_0}$ se define como la intensidad de saturación. Cuando la intensidad incidente coincide con la intensidad de saturación, la mitad de la población atómica estará en el estado excitado y la otra mitad estará en el estado base. La atenuación quedará de manera más general como $dI/dz = -\kappa(\omega, I)I$.

Si $I \ll I_{sat}$ podemos despreciar el cociente I/I_{sat} y entonces regresaremos a la ecuación 49, que tiene una solución:

$$I(z) = I_0 \exp(-\kappa(\omega)z). \quad (52)$$

Para una nube atómica de longitud L iluminada por un haz poco intenso y frecuencia ω , la intensidad que se medirá en un fotodiodo después de ser atenuada por la nube será:

$$I(L) \equiv I = I_0 \exp\left(-OD \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2}\right). \quad (53)$$

$OD = NL\sigma_0$ es la *densidad óptica* de la nube. Esta expresión muestra la intensidad transmitida como una función de la desintonía del haz de prueba.

2.2. Sistema óptico para bombeo de FWM

La Figura 16 muestra la configuración atómica para la generación de fotones correlacionados por FWM en un gas de ^{87}Rb . Aunque una descripción a profundidad de FWM en átomos fríos no es parte de este trabajo, de manera conceptual uno puede ver que usando dos láseres potentes de bombeo de 780 nm y 776 nm, se pueden generar dos fotones correlacionados de 762 nm y 795 nm si las condiciones de empataimiento de fase se cumplen [38].

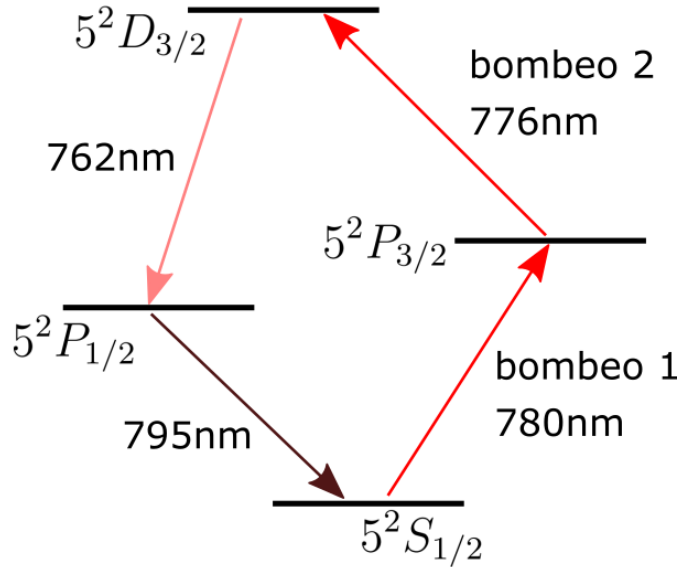


Figura 16: Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb .

Para realizar las medidas de la densidad óptica (OD) de nuestra nube se aprovechó el montaje óptico para la luz de bombeo del FWM (Figura 17). En este arreglo, se usan dos haces de bombeo co-propagantes de 780 nm y 776 nm (bombeo 1 y bombeo 2). Estos haces son resonantes a las transiciones $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$ y $5^2P_{3/2}, F = 3 \rightarrow 5^2D_{3/2}, F' = 3$, respectivamente. En la discusión de FWM de [38] y [39], en esta configuración se generarán pares de fotones con modos bien definidos por medio del FWM espontáneo. A estos haces se les superpone un haz semilla de 795 nm resonante a la transición $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 2$ para hacer más fácil la alineación y acoplamiento a fibra de la luz generada [40]. Los tres haces pasan por retardadores de media onda ($\lambda/2$) y divisores de haz polarizantes (PBS) para controlar su potencia y polarización.

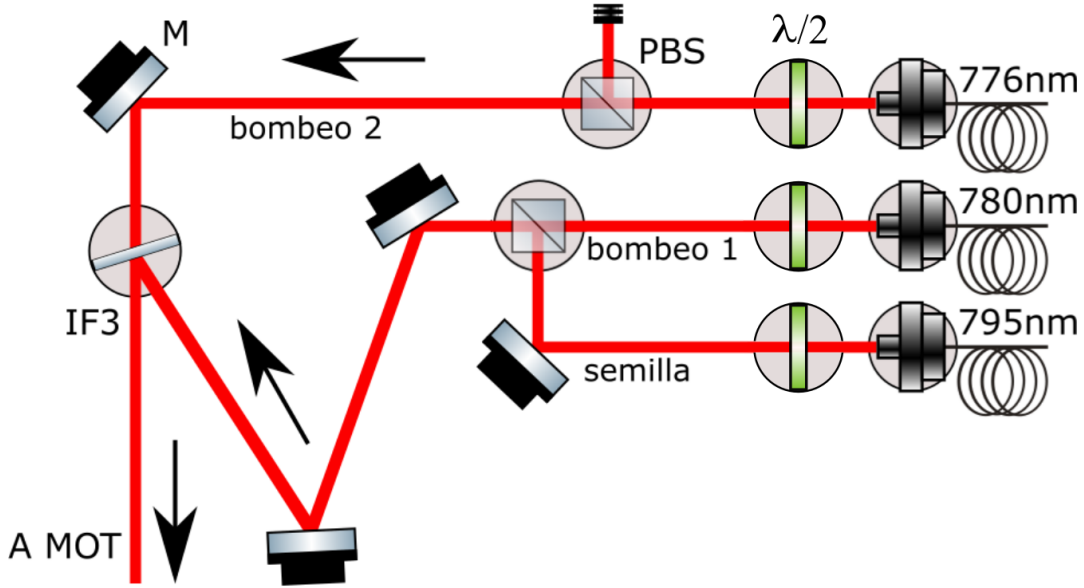


Figura 17: Óptica de bombeo para el FWM. Un divisor de haz polarizante (PBS) permite superponer el haz semilla con el haz de bombeo 1. El filtro IF3 sirve para superponer los dos haces de bombeo. Cada haz pasa por un retardador de media onda $\lambda/2$ y un divisor de haz polarizante PBS para controlar su polarización.

2.3. Configuración experimental

El haz de prueba usado para medir la absorción de la nube fue generado por el mismo diodo láser de cavidad extendida que genera de la luz de enfriamiento. Este diodo láser (MOGLabs CEL002) tiene una longitud de onda centrada en 780 nm.

La intensidad de saturación para la transición **D2** de ^{87}Rb es [36]: $I_{sat} = 1.66933 \pm 0.00035 \text{ mW cm}^{-1}$ para luz circularmente polarizada. Típicamente, la intensidad del haz de prueba fue de $I = 0.229 \text{ mW cm}^{-1}$, o aproximadamente 13 % de I_{sat} , lo que nos deja en el rango de validez para ajustar la ecuación 53 a nuestras medidas. La tasa de decaimiento de la transición $5^2P_{3/2}, F' = 3 \rightarrow 5^2S_{1/2}, F = 2$ es de $\Gamma = 2\pi \times 6.06 \text{ MHz}$ [36].

Los parámetros que fueron variados para las mediciones fueron:

- Gradiente del campo magnético
- Presión parcial de rubidio en vacío
- Desintonía de los haces de enfriamiento
- Intensidad de los haces de enfriamiento

Las bobinas anti-Helmholtz de la MOT fueron hechas en el Laboratorio con alambre de cobre de 2.9 mm y pueden generar gradientes de hasta 50 Gauss cm^{-1} en la dirección del eje central a menos de 50°C de temperatura. La presión en la cámara de la MOT está determinada por el sistema de vacío y el dispensador de rubidio. La caracterización del campo magnético generado y del sistema de vacío fueron realizados en [34], donde se encuentra una descripción detallada. La Figura 18 muestra la presión parcial de rubidio en la cámara de vacío como función de la corriente suministrada al dispensador. Un tiempo de carga típico para llegar a presiones estables de 10^{-9} Torr dentro de esta cámara de vacío es de 40 minutos.

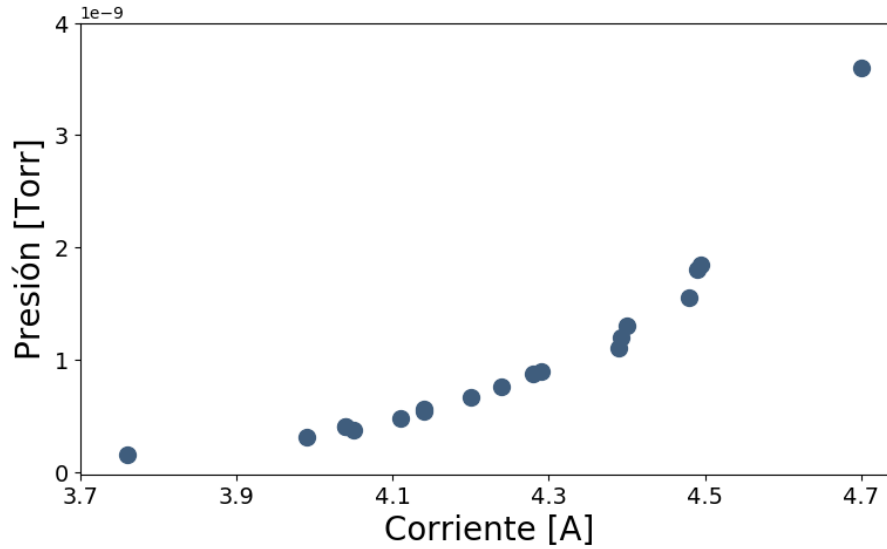


Figura 18: Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio. Mediciones tomadas a lo largo de varias horas.

2.3.1. Técnicas de medición

Se registró la transmisión del haz de prueba en función de su desintonía de la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$, usando un AOM para modular su frecuencia. Se consiguió un diámetro de haz $1/e$ de 1 mm, más pequeño que el tamaño de la nube ($1/e$ de 7 mm) para evitar malas medidas ocasionadas por luz no absorbida. El haz se dirigió al centro de la nube atómica y después fue analizado por un fotodiodo PDA36A, que registró el espectro de absorción.

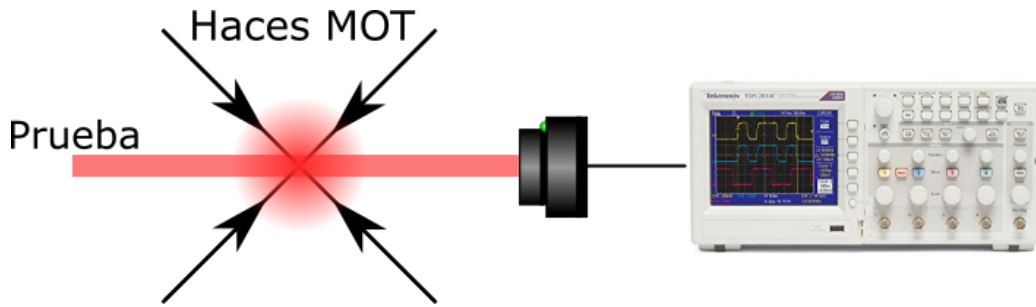


Figura 19: Arreglo para medir la densidad óptica. Un haz de prueba resonante a la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$ iluminó a la nube atómica. La luz transmitida se analizó en un osciloscopio.

Los desplazamientos de frecuencia de los haces de prueba y enfriamiento se realizaron con dos moduladores acustico-ópticos (AOM) independientes. Las mediciones de desintonía del haz de prueba se tomaron a partir de la frecuencia de resonancia para la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Se caracterizó la eficiencia de la modulación de frecuencia del AOM alrededor de la frecuencia de resonancia. Para esto, se midió la potencia con un fotodiodo de silicio Thorlabs PDA36A al variar la frecuencia. De acuerdo a la Figura 20, la eficiencia del AOM bajó hasta un 16 % para corrimientos de frecuencia de hasta 15 MHz.

Para cada espectro de absorción obtenido, se realizó un ajuste a la ecuación 53. Como se demostró que la eficiencia del AOM usado para modular la frecuencia del haz de prueba no era constante, se realizó una normalización de la señal. Esta normalización se hizo respecto a la medida de la luz registrada por el fotodiodo sin nube atómica presente. Además de esta normalización, se consideró un *offset* vertical y un corrimiento horizontal para el centro del pozo de absorción. Esto se hizo para obtener un mejor ajuste de los datos experimentales a la ecuación 53. El error de los resultados presentados se reporta como la desviación estándar del ajuste teórico a los datos experimentales.

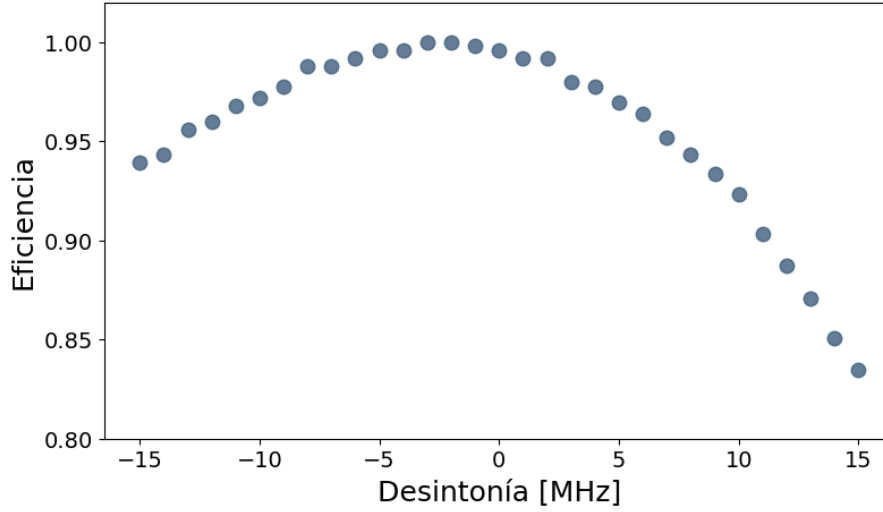


Figura 20: Eficiencia del AOM contra desintonía. Normalizado respecto al valor máximo de voltaje.

2.4. Resultados

En la Figura 21 se presentan algunas gráficas representativas de las medidas de densidad óptica donde se varió la desintonía de los haces de atrapamiento. Cada espectro presenta una estructura característica: un pozo de absorción centrado alrededor de $\omega - \omega_0 = 4$ MHz y un pico dispersivo que variaba con la desintonía de los haces de atrapamiento en cada experimento.

Aunque este pico presenta una discrepancia inesperada con la descripción teórica de la sección 2.1.3, el resto del perfil de absorción presenta una buena concordancia con los resultados esperados y permitió hacer un ajuste a la ecuación 53 para encontrar la densidad óptica en cada experimento.

La caracterización de la MOT se consiguió al realizar varios experimentos variando un solo parámetro experimental a la vez: el gradiente de campo magnético, la presión de rubidio en la cámara de rubidio, y la intensidad y desintonía de los haces de enfriamiento. Para los experimentos de desintonía de los haces de enfriamiento (Fig. 22 c), se observa un comportamiento creciente hasta 27 MHz y después hay una súbita caída en la densidad óptica. Por otro lado, en los experimentos de gradiente de campo magnético (Fig. 22) se puede observar que la densidad óptica crece monótonamente hasta un valor máximo y decrece después. Finalmente, los experimentos de presión de rubidio e intensidad de los haces de enfriamiento (Fig. 22 b, d), presentan un comportamiento creciente rápido seguido de un estancamiento en

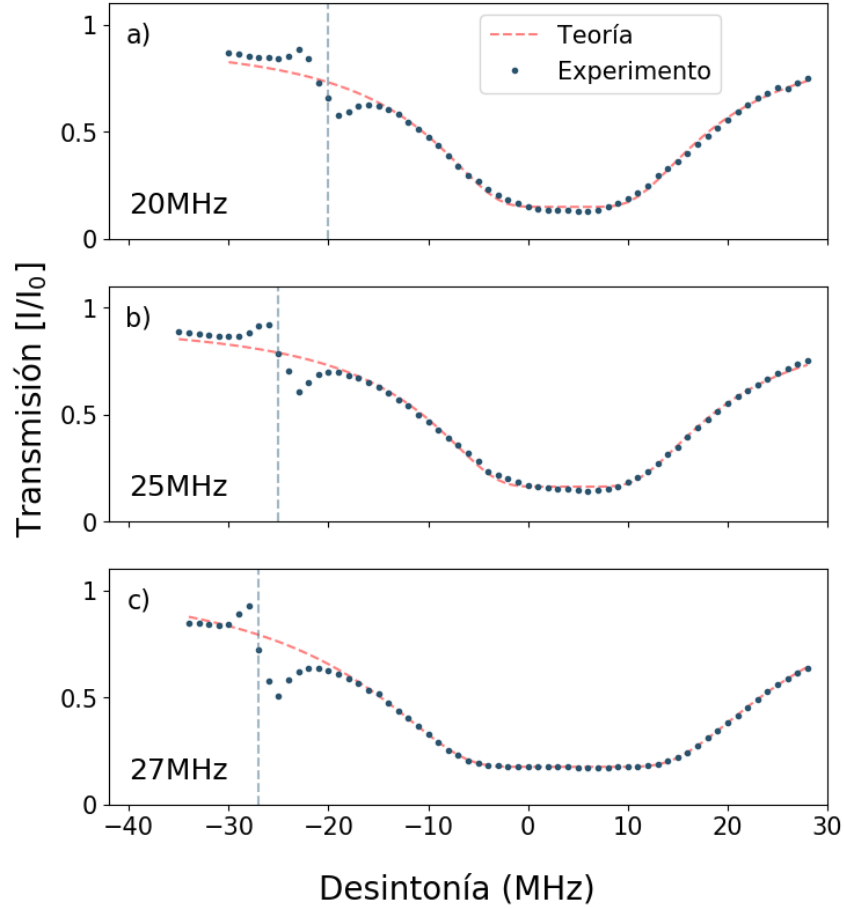


Figura 21: Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia. La desintonía $\omega - \omega_0$ de los haces de enfriamiento en cada caso es: a) 20 MHz. b) 25 MHz. c) 27 MHz. Estas medidas se tomaron con un gradiente magnético de 20 G cm^{-1} y a una presión de $1.2 \times 10^{-1} \text{ Torr}$.

el valor de la densidad óptica.

Con esta caracterización, se reporta que la densidad óptica máxima obtenida para la MOT del Laboratorio fue de $OD = 46.9 \pm 0.4$ y las condiciones experimentales para alcanzar este valor fueron:

- Gradiente de campo magnético: $\partial \mathcal{B} / \partial z = 20.0 \pm 0.4 \text{ G cm}^{-1}$
- Desintonía de haces de enfriamiento: $\omega - \omega_0 = 27 \text{ MHz}$
- Intensidad total de haces de enfriamiento: $I = 90.71 \pm 0.01 \text{ mW cm}^{-2}$ (o 57 veces la intensidad de saturación)

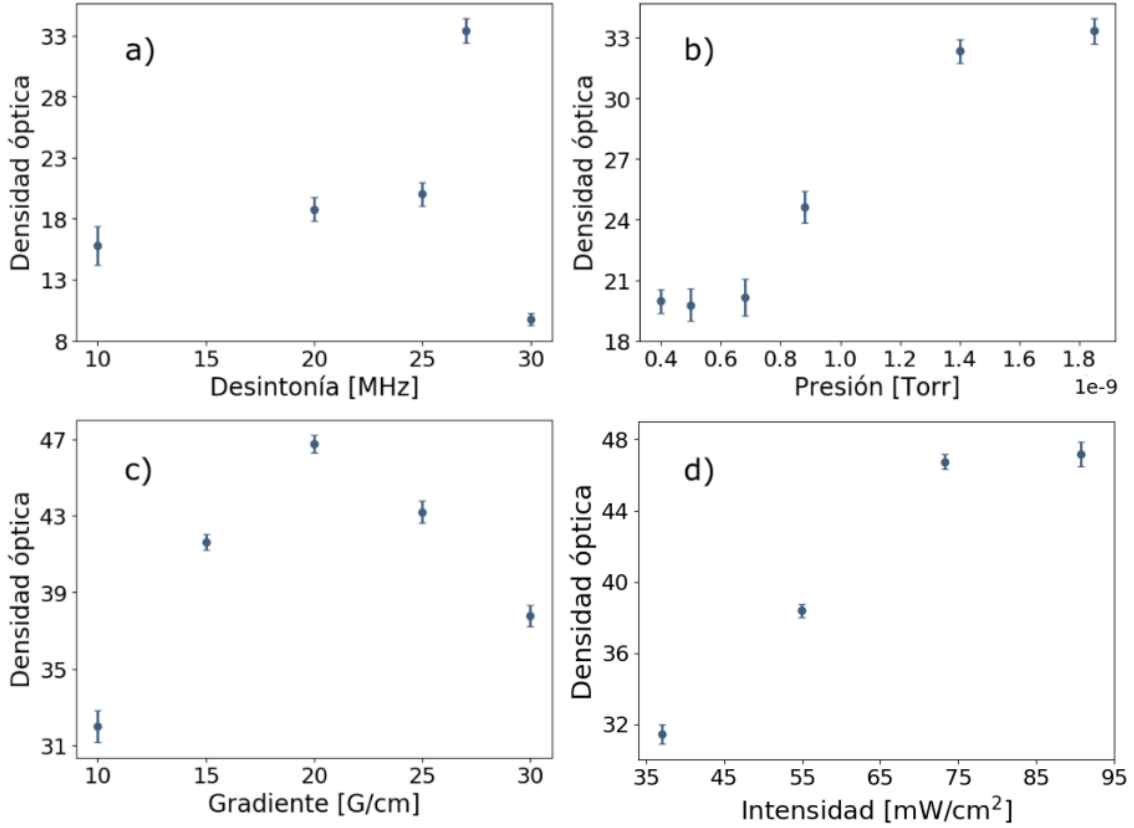


Figura 22: Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb para: a) Desintonía de los haces de enfriamiento. b) Presión de rubidio en la cámara de vacío. c) Gradiente del campo magnético. d) Intensidad total de los haces de enfriamiento.

- Presión de rubidio: $P = 1.80 \pm 0.05 \times 10^{-9}$ Torr

2.5. Discusión

Se realizó la primera caracterización de la densidad óptica de la nube atómica de la MOT del Laboratorio para distintas condiciones experimentales. Esta caracterización es una buena referencia inicial para futuros experimentos. Se ha observado que el control de la densidad óptica de la nube es importante en la generación de bifotones por medio de FWM, por lo que los resultados de este capítulo son útiles para el Laboratorio.

En la Figura 22 a, se aprecia que el último punto experimental no sigue la tendencia de las medidas anteriores. Al estar muy lejos de la frecuencia de resonancia atómica,

la nube atrapada en la MOT era muy pequeña e inhomogénea, lo que pudo llevar a tener una mala medida experimental. Como se observa en la Figura 22 c, la densidad óptica aumenta a mayores gradientes de campo magnético, pero empieza a bajar para gradientes muy intensos. Esto es porque la fuerza de confinamiento que sienten los átomos (dada por el campo magnético) termina por ganarle a la fuerza de scattering (dada por los haces de enfriamiento), lo que crea un imbalance y destruye la nube. Sin embargo, es probable que se puedan obtener densidades ópticas aún mayores para gradientes magnéticos intensos si se compensan con la intensidad de los haces de atrapamiento.

La intensidad de enfriamiento está regulada por un sistema de amplificación óptica [34] que puede operar con hasta 2500mA. La mayor densidad óptica registrada en este trabajo se obtuvo con una intensidad de los haces de enfriamiento de 90.71 mW cm^{-2} (o $57 I_{sat}$), correspondiente a una corriente de amplificación de 2250mA. Como esta corriente está cercana a la corriente máxima del amplificador, se recomienda trabajar con una corriente de 2000mA (una intensidad 73.23 mW cm^{-2} o $46 I_{sat}$), que corresponde a una densidad óptica muy similar. Esto es con el fin de prolongar la vida útil del amplificador.

Aunque se realizó una caracterización de la densidad óptica de la nube atómica, se encontró posteriormente que estas primeras mediciones están sobreestimadas por un valor de ~ 3 . Una repetición de estas medidas mostró que tanto la ganancia del fotodiodo como su señal de fondo tienen que ser tomados en cuenta a la hora de analizar los datos, pues es necesario tener una misma referencia para poder normalizar adecuadamente los datos. A pesar de que los valores numéricos reportados no corresponden a los valores reales de nuestra nube atómica, el comportamiento de la nueva densidad óptica como función de los parámetros experimentales se mantuvo consistente con lo reportado en este trabajo, por lo que sí cumplen su propósito de ser una primera referencia técnica para el Laboratorio.

Al comparar gráficas de transmisión obtenidas con algunas disponibles en la literatura [41], observamos que éstas no presentan las irregularidades que observan en la Figura 21. Sin embargo, esta región de transmisión incrementada ya ha sido reportada antes [38, 39] para experimentos donde *no* se apagan los haces de enfriamiento y rebombeo de la MOT, como es el caso en este trabajo. Estas referencias explican el pico dispersivo como un efecto de transparencia electromagnéticamente inducida (EIT), pero la mayoría de los estudios de este fenómeno lo tratan desde el punto de vista de una resonancia de Raman estimulada [42, 43] para la transición de enfriamiento, al considerar los efectos de los intensos haces de enfriamiento sobre los átomos de la nube (usando el modelo de estados atómicos *vestidos* por los fotones de los haces de enfriamiento [9, p. 290]).

Este efecto depende de la polarización de los haces de enfriamiento y prueba, así como de sus diferencias de fase relativas. Además de estas transiciones Raman, hay contribuciones dadas por el recule del átomo [43] para desintonías enfriamiento-prueba pequeñas, que dependen de la geometría de la MOT. Aunque una descripción de este fenómeno está fuera del alcance de esta tesis, un desarrollo se puede encontrar en [44] para una MOT de ^{85}Rb .

3. Conclusiones y perspectivas

Este trabajo se enfocó en dejar listo un sistema de adquisición y procesamiento de datos para pares de fotones generados a partir de experimentos en átomos fríos de rubidio. Consistió en montar el sistema óptico de bombeo de luz y el sistema óptico de adquisición de captura, pensados para experimentos de mezclado de cuatro ondas.

Se escribió una paquetería completa en Python para procesar etiquetas temporales de eventos generados por fotodiodos de avalancha. Este programa se conecta con el módulo de cuentas *id800*, coordina la comunicación del instrumento con la computadora y permite al usuario visualizar los datos generados en tiempo real, para después guardarlos en un servidor. El desarrollo de este software propio permitió quitarse de la limitante de tener que usar el programa proporcionado por el fabricante, logrando adaptar la funcionalidad del *id800* a las necesidades del experimento y no al revés.

Además de esta paquetería para adquisición de datos, se desarrollaron dos sistemas útiles para el experimento de mezclado de cuatro ondas y para el Laboratorio en general. Estos sistemas fueron un perfilómetro para haces de luz Gaussianos y un circuito AND para controlar la señal de salida de los APDs.

Se realizó un experimento sencillo para verificar que el sistema de adquisición funcionara adecuadamente. Este experimento consistió en medir la función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ para una fuente clásica de luz coherente. Se obtuvo un valor de $g^{(2)}(0) = 1.0006 \pm 0.0012$ y un promedio de $\overline{g^{(2)}} = 1.0007 \pm 0.0014$, que se encuentran en excelente concordancia con la teoría. Esto demostró el buen funcionamiento del programa de adquisición de datos, que actualmente ya se usa para medir correlaciones en fotones individuales generados por mezclado de cuatro ondas.

Finalmente, se escribió una guía para usar la paquetería de adquisición de datos y su interfaz gráfica. Esta guía se puede encontrar en el Apéndice A, y la paquetería se encuentra en [29]. El siguiente paso para la continuación de este trabajo sería integrar el programa de adquisición de datos al sistema de control que se encuentra en desarrollo para experimentos de mezclado de cuatro ondas.

Como objetivo secundario, se buscó una primer caracterización de la nube atómica dentro de la MOT en función de sus parámetros experimentales. Se realizaron una serie de mediciones que documentan las propiedades espectroscópicas de nuestra MOT con todos los láseres y campos magnéticos relevantes encendidos. Se midió la densidad óptica de la nube en función del gradiente del campo magnético de atrapamiento, la desintonía e intensidad de los haces de enfriamiento y la presión dentro de la cámara de vacío. Sin embargo, un análisis posterior encontró que estas medidas

están sobreestimadas por un valor de ~ 3 y no son los valores reales de la densidad óptica de la nube. A pesar de esto, estos resultados constituyen una primer referencia experimental para el control de la densidad óptica de la MOT del Laboratorio.

Además, ya se empezó a realizar la caracterización de la densidad óptica de la nube pulsando los haces de enfriamiento. Esto sirve con el propósito de obtener medidas de la densidad óptica sin el pico dispersivo observado en los espectros de absorción de la sección 2.4. Una explicación de los fenómenos detrás de estos picos no se incluye en este trabajo. Sin embargo, efectos de EIT en gases de rubidio han sido usados para anclar la frecuencia de láseres a algunas resonancias atómicas [45], por lo que podría ser de interés estudiar más a detalle su estructura.

A. Paquetería de uso de hunahpy

La paquetería de `hunahpy` provee métodos útiles para el uso del módulo etiquetador de cuentas temporales (time-to-digital converter, o TDC) *id800*, fabricado por IDQuantique. Para fines de claridad, en esta guía nos referiremos al *id800* exclusivamente como TDC. Todos los archivos necesarios se encuentran en [29].

El nombre de `hunahpy` proviene de la cosmología maya narrada en el Popol Vuh: los dioses gemelos Hunahpú e Ixbalanqué, que fueron al inframundo por retar a los señores del Xibalbá y al emerger victoriosos se convirtieron en el Sol y la Luna.

La última finalidad de esta paquetería es ser utilizada para analizar correlaciones entre fotones gemelos, y el nombre `hunahpy` hace alusión a las semejanzas a la mitología de los dioses gemelos y su ascensión a seres de luz. Eso y que la otra alternativa, `pyxbalanque`, sonaba muy fastidiosa.

A.1. Introducción

La biblioteca de uso del TDC consiste en varios métodos que aprovechan la funcionalidad del etiquetador para procesar señales de entrada. Hace uso de 3 bibliotecas compartidas:

- `libusb` y `nhconnect`, que proveen funcionalidad para reconocer y realizar conexiones a controladores USB.
- `tdcbase`, librería compartida compilada en C por el fabricante del TDC que se comunica con el FPGA del etiquetador.

Debido a que la biblioteca `tdcbase` está compilada en 32 bits, una distribución de 32 bits de Python 3.6 es **necesaria** para poder correr el código.

A.2. Ejemplo básico de uso

Al importar `hunahpy`, se importa un objeto TDC que contiene todos los métodos para controlar al *id800*. Estos métodos se pueden llamar fácilmente:

```
#####  
#from hunahpy import TDC    #  
#tagger = TDC()             #  
#tagger.getLastTimestamps()#  
#tagger.close()             #
```

#####

Este objeto TDC realiza automáticamente la conexión al *id800* que se encuentre conectado a la computadora y realiza los procedimientos necesarios de acuerdo al archivo de configuración `config.py`. Este archivo contiene información del experimento como:

- El formato de nombre de los archivos a guardarse automáticamente.
- El número de archivos a crearse.
- El número de eventos a registrarse en cada archivo.
- Los canales habilitados del TDC.
- Los parámetros para el histograma de diferencias de tiempos en el programa de interfaz gráfica.

Estos parámetros iniciales de configuración pueden modificarse al cambiar los valores del archivo y sirven para determinar tanto la visualización de los datos entrantes en el programa gráfico como la estructura de los archivos de datos creados. Estos archivos pueden generarse en formato binario o decimal, como se ve en la Tabla 2.

Etiqueta	Canal
340891716	0
352001146	0
353852682	1
355704280	1
357556058	0
359407737	1
361259559	0
371221842	0
372371107	0
374223109	1
376075177	0
377927291	1
379779439	0
390892503	0
392744469	1
...	...

Tabla 2: Archivo de datos creado en formato decimal. La primer columna corresponde al tiempo de cada evento (en múltiplos de ~ 81 ps) y la segunda al canal en donde se registró.

A.2.1. Lista de métodos

El objeto TDC tiene una lista de métodos (propiedades y funciones) que determinan los parámetros de operación. Las *propiedades* del TDC son:

- **timebase**: La resolución temporal del TDC en segundos. El valor exacto es $8.09552722121028e^{-11}$ s. **double**.
- **timestamp_count**: El tamaño del búfer de eventos. El búfer es el número total de eventos independientes que el TDC puede procesar en su memoria interna; si este valor está fijado en 1000 y llega un evento 1001, reescribirá al primero evento y así continuará. Entre 0 y 1,000,000. **int32**.
- **channels_enabled**: La *máscara de bytes* de los canales habilitados del TDC. Si sólo se habilita el canal 1 (correspondiente a una máscara 1), todos los eventos que lleguen a un canal que no sea el 1 no serán procesados. Se recomienda dejar todos los canales habilitados. **int32**.

La máscara de bytes es una correspondencia byte-canal que maneja el TDC. La Tabla 3 muestra los primeros valores de la relación de correspondencia. Se recomienda dejar todos los canales habilitados (que equivale a un byte de 255, -1, o 0xff en hexadecimal), a menos que un defecto físico en un canal de entrada al TDC esté ocasionando ruido. En ese caso, es simple seguir la secuencia de máscara para encontrar el valor necesario de byte.

Byte	Canal	Byte	Canal	Byte	Canal
1	1	6	2,3	11	1,2,4
2	2	7	1,2,3	12	3,4
3	1,2	8	4	13	1,3,4
4	3	9	1,4	14	2,3,4
5	1,3	10	2,4	15	1,2,3,4

Tabla 3: Máscara de bytes del TDC.

- **timestamps**: Array de longitud **timestamp_count** con las etiquetas de tiempo guardadas al momento. **int32**.
- **channels**: Array de longitud **timestamp_count** con la máscara de bytes de los canales correspondientes a cada etiqueta de tiempo registrada. **int32**.
- **coincWin**: Coincidence window. La ventana de tiempo para el conteo de coincidencias En múltiplos de **timebase**. **int32**.
- **expTime**: **int32**. Exposure time. El tiempo de integración para el cálculo de coincidencias. En milisegundos.

- **bincount**: Parámetro del histograma de diferencias temporales. Número de barras del histograma. En múltiplos de **timebase**, entre 1 y 1,000,000. **int32**.
- **binsize**: Parámetro del histograma de diferencias temporales. Ancho de cada barra del histograma. En múltiplos de **timebase**, entre 2 y 1,000,000. **int32**.

La lista completa de *funciones* implementadas para la paquetería de **hunahpy**, junto con su descripción, es:

1. **switch(byte)**: Regresa **error code**. Función para debuggear el código. Esta función se ejecuta después de casi todas las otras funciones y es la encargada de imprimir los códigos de error generados por cada función. En la Tabla 4 están todos los mensajes de error posibles y algunas notas sobre cómo corregirlos.

Byte	Mensaje	Notas
-1	Unspecified error.	
0	Success.	
1	Receive timed out.	Se acabó la memoria para cálculos.
2	No connection was established.	
3	Error accessing the USB driver.	Verificar que libusb0.dll sea accesible.
7	Can't connect device because already in use.	Cerrar otras conexiones al TDC.
8	Unknown error.	
9	Invalid device number used in call.	No se estableció conexión al TDC.
10	Parameter in func. call is out of range.	
11	Failed to open specified file.	Verificar que tdcbase.dll sea accesible.

Tabla 4: Mensajes de error de un objeto TDC.

2. **close()**: Regresa **error code**. Cierra la conexión al módulo TDC. Sólo se permite una conexión a la vez - sólo un programa de adquisición abierto. Es importante cerrar la conexión antes de desconectarlo para evitar dañar el módulo.
3. **switchTermination(on)**: Regresa **error code**. No confundirse con la función **switch()** que es la función para errores. **switchTermination()** activa o desactiva el modo de impedancia de 50Ω para los canales de entrada del

TDC. Si está desactivado, la impedancia de los canales de entrada del TDC será 1000Ω . `on` es booleano: puede ser 1 o 0.

4. **configureSelfTest(channel, signal period, burst size, burst distance):** Regresa **error code**. El FPGA del TDC puede generar trenes de pulsos virtuales que serán procesados como señales añadidas a las entradas reales de cada canal.

- **channel:** Byte del canal a usarse (e.g. 5 corresponde a canales 1 y 3).
- **signal period:** Período de todas las señales de un tren, en unidades de 20ns. Entre 2 Y 60.
- **burst size:** Número de períodos en el tren. Entre 1 y 65,535.
- **burst distance:** Distancia entre trenes, en unidades de 80ns. Entre 0 y 10,000.

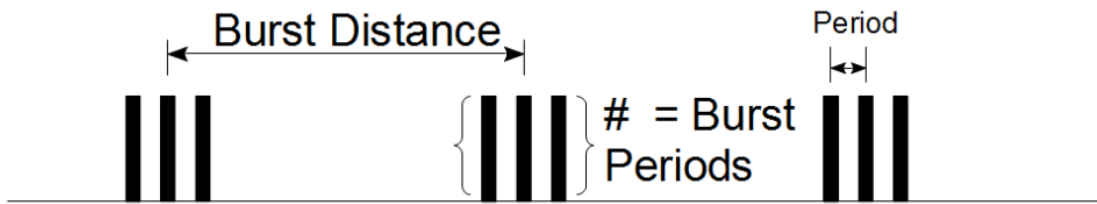


Figura 23: Señal de prueba del TDC.

5. **getChannel(byte):** Regresa **int8**. Regresa el número real de un canal usando la máscara de bytes (Tabla 3).
6. **getCoincCounters():** Regresa **error code**. Calcula el número de coincidencias para la última ventana temporal dado por **expTime**. Dos eventos son considerados coincidentes si suceden dentro de esa ventana. Este valor se guarda en la variable **coincidence_array** en el orden: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 1/2, 1/3, 1/4, 2/3, 2/4, 3/4, 1/2/3, 1/2/4, 1/3/4, 2/3/4, 1/2/3/4. Las coincidencias no son acumulativas; sólo se guardan las coincidencias para la última ventana temporal de exposición.
7. **getDataLost():** Regresa **error code**. Verifica si hay pérdidas de datos causadas por una velocidad de detección demasiado alta para el cable USB. De haber datos perdidos, el valor de **data_loss** queda como 1 y se levanta un mensaje de aviso al usuario.
8. **getDeviceParams():** Imprime los parámetros de operación del TDC.

9. **setHistogramParams(bincount, binsize)**: Regresa **error code**. Define los parámetros del histograma de diferencias temporales **bincount** y **binsize**. Al llamarse esta función, se borran todos los histogramas anteriores acumulados hasta ese punto.
10. **getHistogramParams()**: Imprime los parámetros **bincount** y **binsize** del histograma de diferencias temporales.
11. **getHistogram(chanA, chanB, reset)**: Regresa **error code**. Llama al histograma de diferencias temporales entre el canal **chanA** y el canal **chanB**.
 - **chanA**: Primer canal del TDC para calcular el histograma. 0,...,7 para los canales 1,...,8. Si el valor está fuera de ese rango, calcula el histograma global.
 - **chanB**: Segundo canal del TDC para calcular el histograma. 0,...,7 para los canales 1,...,8. Si el valor está fuera de ese rango, calcula el histograma global.
 - **reset**: Si se deben borrar los histogramas anteriores acumulados hasta ese punto. Booleano: 1 o 0.
12. **getLastTimestamps(reset, output, *save)**: Regresa **error code**. Guarda los valores de los últimos eventos procesados por el TDC en las variables **timestamps** y sus respectivos canales en **channels**. Si la cantidad de eventos procesados al momento de llamar la función es menor al tamaño total del búfer (el número total de eventos que el TDC puede almacenar en memoria en todo momento), la variable **valid** regresa el número total de etiquetas válidas en **timestamps** y **channels** (*i.e.*, si el búfer tiene capacidad de 1000 etiquetas pero sólo han sucedido 200, **TDC.valid** tendrá un valor de 200 y sólo las primeras 200 entradas de **TDC.timestamps** serán no nulas).
 - **reset**: Si se deben borrar los eventos anteriores acumulados hasta ese punto. Booleano: 1 o 0.
 - **output**: Si se deben guardar los eventos a archivo. Booleano: 1 o 0. De ser positivo, llama a **saveTimestamps()**.
 - ***save**: Si **output = 1**, ***save** serán los argumentos que **saveTimestamps()** necesite: los nombres de archivo y extensión que serán creados.
13. **saveTimestamps(filename_timestamps, filename_channels, extension)**: Guarda los valores de **timestamps** y **channels** en un archivo con nombre **filename_timestamps** y **filename_channels**. Sólo puede guardar datos en formato decimal.

14. **writeTimestamps(filename, binary)**: Crea y abre un archivo con nombre `filename` y empieza a escribir todos los eventos registrados en él en formato decimal. Para guardarlos en formato binario, usar el argumento `binary=True`. Para dejar de escribir, llamar a la función de nuevo **sin** argumentos. Los archivos creados no tienen un límite de tamaño. **IMPORTANTE:** Los archivos de datos guardados en formato binario *no son legibles por un humano*. Es necesario decodificarlos primero. Cada evento consiste en 10 bytes: 8 bytes que determinan el tiempo de cada evento (en múltiplos de `timebase`) y 2 bytes que determinan su canal (de 0 a 7) de acuerdo a la máscara de bytes (Tabla 3).

Las funciones `getLastTimestamps` y `writeTimestamps` son las funciones centrales de la paquetería de `hunahpy` y permiten guardar en la memoria de la computadora o en algún archivo de datos todos los eventos procesados por el TDC. Existen dos modos de operación para guardar datos: el modo continuo (usando `writeTimestamps`) o de múltiples archivos (usando `getLastTimestamps`).

La diferencia entre `getLastTimestamps` y `writeTimestamps` es que `writeTimestamps` crea un *único* archivo de datos en donde guarda todas las etiquetas que registra el TDC. Por otro lado, `getLastTimestamps` empieza a registrar eventos hasta llenar el búfer para después guardarlos en un archivo. Después crea un nuevo archivo y repite el proceso.

Archivo de configuración

Todos los parámetros necesarios por un objeto TDC se definen a partir del archivo de configuración `config.py`. En este archivo se definen el tamaño del búfer (`timestamp_count`) y el total de canales activados. Los valores por default son `timestamp_count = 1000000` y todos los canales activados.

Además, también se definen algunas propiedades útiles únicamente para la interfaz gráfica (el programa de adquisición), como el número de canastas del histograma o la ventana temporal para el conteo de coincidencias. Además, se define el nombre de los archivos de datos que se crearán y si se están guardando datos en modo continuo o en múltiples archivos.

A.3. Ejemplos

Se presentan dos ejemplos de scripts para usar `hunahpy` en sus dos modos de guardado de datos.

Modo continuo

La función principal para guardar los datos es en este caso `writeTimestamps`. Para este modo de guardado de datos, no importa el tamaño del búfer. Abrirá un archivo llamado `tags.bin` y escribirá allí todas las señales que procese el TDC hasta que se cierre la conexión (llamando `writeTimestamps` sin argumentos). Escribirá los datos en formato binario.

```
#####
#from hunahpy import TDC          # Importa la librería de hunahpy
#                                # para comunicarse con el TDC.
#                                #
#tagger = TDC()                   # Esto inicia la conexión y deja
#                                # todo listo. En la consola, veremos
#                                # los mensajes de error para ver si
#                                # se conectó con éxito.
#                                #
#                                #####
#tagger.writeTimestamps("tags.bin",binary=True) # Empieza a escribir
#                                                # todo en un archivo
#...                                         # "tags.bin".
#                                           #
#tagger.writeTimestamps()                   # Dejar de escribir.
#tagger.close()                             #
#####
```

Modo de múltiples archivos

La función principal para guardar los datos es en este caso `getLastTimestamps`. Escribiré los datos en formato decimal.

```
#####
#from hunahpy import TDC          # Importa la librería de hunahpy
#                                # para comunicarse con el TDC.
#                                #
#tagger = TDC()                   # Esto inicia la conexión y deja
#                                # todo listo. En la consola, veremos
#...                             # los mensajes de error para ver si
#                                # se conectó con éxito.
#                                #
#                                #
#                                #####
#tagger.getLastTimestamps(reset=0,output=1,      # Obtener las etiquetas
#                                "tags","chans",".bin")# y guardarlas en un
#tagger.close()                             # archivo .bin .
#####
```

Con esto, generamos dos archivos con las etiquetas temporales y sus respectivos canales en dos archivos "tags.bin" y "chans.bin".

A.4. Interfaz gráfica para el programa de adquisición

hunahpy puede ser utilizado por medio de *scripts* de Python 3.6 o con el programa de adquisición que se escribió específicamente para los experimentos del laboratorio. Cada una de estas opciones requiere el uso exclusivo del DLL `nhconnect`, por lo que intentar realizar una conexión al TDC mientras ya está corriendo una interfaz resultará en errores (errores 7 o 2 en la Tabla 4).

hunahpy discrimina y registra eventos en el búfer de eventos, y el programa de adquisición provee una representación digital del tiempo en el que ocurren estos eventos. La función principal de este programa de adquisición es anotar la cronología de eventos procesados por `hunahpy` y guardarlos en archivos de datos especificados por el usuario, para ser procesados después. Además, el programa de adquisición tiene la funcionalidad de visualizar los datos de dos formas distintas:

- Contador
- Analizador de intervalos temporales

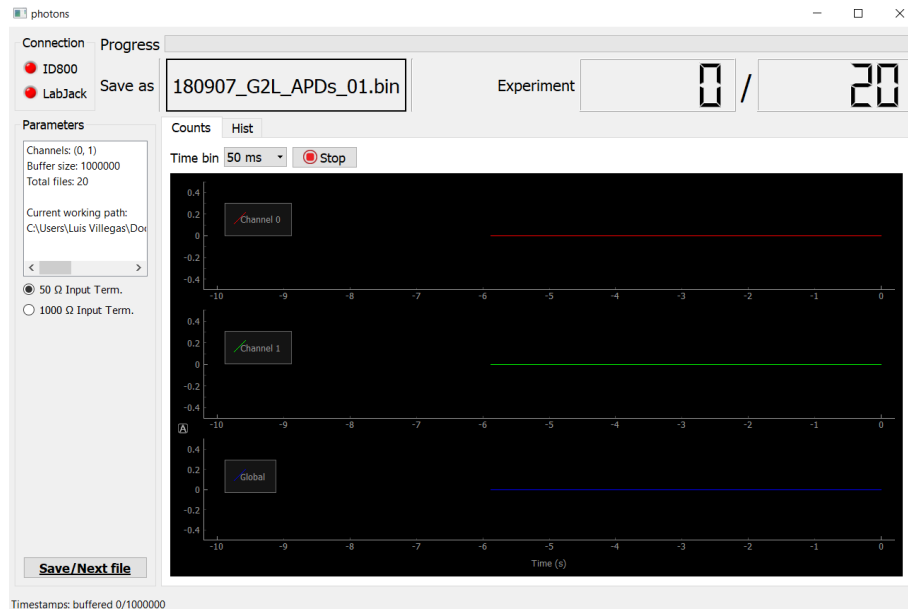


Figura 24: Pestaña de *cuentas* del programa de adquisición.

La función de *contador* integra el número de cuentas en el búfer para cada canal durante una ventana específica de tiempo. Las tasas de eventos registrados se grafican en tiempo real para cada canal (y de manera global). Se puede elegir el tamaño de la ventana de integración modificando la opción de *Time bin*, así como detener o empezar a graficar los datos con el botón de *Stop*.

En cualquiera de las pestañas de graficación hay varios bloques:

- **Connection:** Un LED verde indica conexión al *id800* o a la tarjeta de control Labjack.
- **Parameters:** Algunos parámetros de operación de acuerdo a `config.py`. Además incluye el directorio donde se guardarán los archivos.
- **Progress:** Contiene el nombre de archivo con el cual se guardarán los datos, el número de archivos a crearse (*Experiment*) y una barra de progreso para cada archivo. El número de eventos guardados en cada archivo estará dado exclusivamente por el tamaño del búfer. Los archivos creados son de acuerdo al formato presentado en la Tabla 2.

El programa de adquisición guarda los datos y maneja los archivos creados de manera automática: en cuanto un búfer de eventos se llene, crea un nuevo archivo de acuerdo al formato establecido y escribe allí las cuentas. Sin embargo, si no hay eventos suficientes para llenar un búfer, se puede hacer de forma manual con el botón **Save/Next file**. En el archivo `config.py` se configura el formato de los archivos a crear y el número de eventos totales que serán procesados por el TDC.

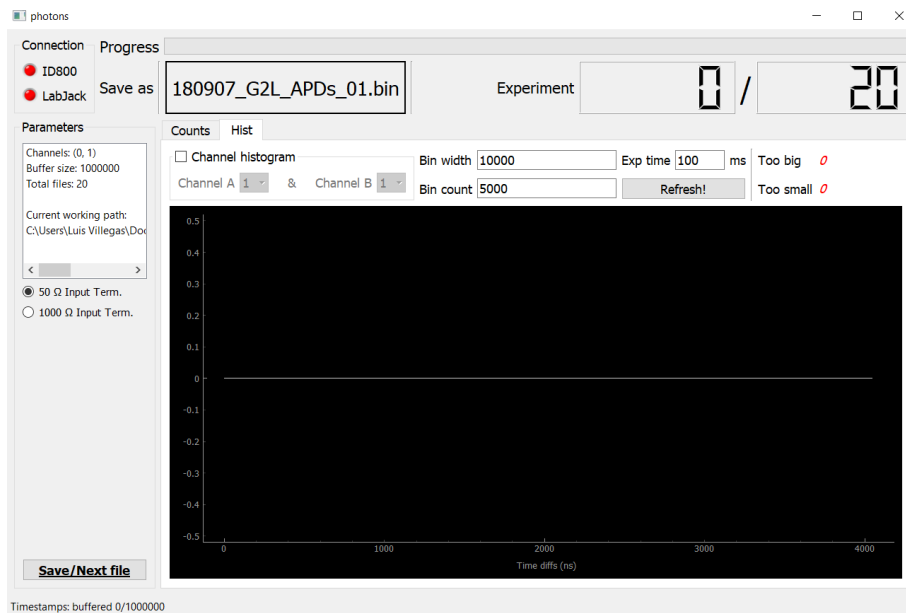


Figura 25: Pestaña de *histogramas* del programa de adquisición.

La función de *analizador de intervalos temporales* calcula diferencias de tiempo entre etiquetas y construye un histograma que puede ser útil para visualizar diferencias entre diferentes señales o entre una señal y ella misma. Por default, esta pestaña

calcula el histograma de diferencias global (*i.e.*, entre cualesquiera señales procesadas sin importar canal), pero los histogramas entre canales particulares también pueden visualizarse modificando `Channel A` y `Channel B`.

Las etiquetas `Too big` y `Too small` dan el número de diferencias de tiempo más grandes que la canasta más grande y más chicas que la canasta más pequeña, respectivamente. Aunque el archivo `config.py` viene con valores iniciales de `binsize` y `bincount` para los histogramas también pueden modificarse manualmente para que `Too big` y `Too small` sean cero.

A.5. Solución de problemas comunes

Los mensajes de error de la Tabla 4 deberían de dar una indicación de cuál es el problema. Lo primero que se debería intentar es reiniciar tanto el TDC como la computadora.

- **Problema:** El LED de *id800* sigue en rojo aunque está conectado.
- **Consejo:** Verificar que el TDC esté conectado correctamente y prendido. Si esto no lo soluciona, correr un script como el del inicio de la sección A.2.
- **Problema:** La pestaña de *cuentas* dice que no hay eventos, pero la barra de progreso sí avanza.
- **Consejo:** Si la barra de progreso sí avanza entonces `hunahpy` está procesando los eventos correctamente. Por la naturaleza del programa, a veces hay problemas de sincronización y hace falta esperar unos segundos.

Referencias

- [1] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156–159, Jan 1970.
- [2] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2631–2634, Dec 1987.
- [3] B. B. Blinov, D. L. Moehring, L.-M. Duan, and C. Monroe, “Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon,” *Nature*, vol. 428, pp. 153–157, Mar. 2004.
- [4] T. Chaneliwe, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, “Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories,” *Nature*, vol. 438, no. 7069, p. 833–836, 2005.
- [5] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, “Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs,” *Physical Review Letters*, vol. 25, no. 2, p. 84–87, 1970.
- [6] J. M. Lukens, O. D. Odele, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, “Electro-optic modulation for high-speed characterization of entangled photon pairs,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 5331–5334, Nov 2015.
- [7] A. André, L.-M. Duan, and M. D. Lukin, “Coherent atom interactions mediated by dark-state polaritons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 243602, May 2002.
- [8] X.-H. Bao, Y. Qian, J. Yang, H. Zhang, Z.-B. Chen, T. Yang, and J.-W. Pan, “Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs for atomic quantum memories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 190501, Nov 2008.
- [9] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Burlington: Academic Press, third edition ed., 2008.
- [10] B. Fan, Z. Duan, L. Zhou, C. Yuan, Z. Y. Ou, and W. Zhang, “Generation of a single-photon source via a four-wave mixing process in a cavity,” *Phys. Rev. A*, vol. 80, p. 063809, Dec 2009.
- [11] T. Chaneliere, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy, M. S. Chapman, and A. Kuzmich, “Quantum Telecommunication Based on Atomic Cascade Transitions,” *Physical Review Letters*, vol. 96, p. 093604, Mar. 2006.
- [12] S. Du, J. Wen, and M. H. Rubin, “Narrowband biphoton generation near atomic resonance,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. C98–C108, Dec 2008.

- [13] A. Cer , B. Srivathsan, G. K. Gulati, B. Chng, and C. Kurtsiefer, “Characterization of a photon-pair source based on a cold atomic ensemble using a cascade-level scheme,” *Phys. Rev. A*, vol. 98, p. 023835, Aug 2018.
- [14] Y.-W. Cho, K.-K. Park, J.-C. Lee, and Y.-H. Kim, “Generation of nonclassical narrowband photon pairs from a cold rubidium cloud,” *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 63, pp. 943–950, Aug 2013.
- [15] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, “Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences,” *Europhysics Letters (EPL)*, vol. 1, no. 4, pp. 173–179, 1986.
- [16] I. Kenyon, *The Light Fantastic: A Modern Introduction to Classical and Quantum Optics*. New York, NY, USA: Oxford University Press, Inc., 2008.
- [17] R. Loudon, *The quantum theory of light*. Oxford University Press, 2004.
- [18] M. Fox, *Quantum optics: an introduction*. Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics, Oxford: Oxford Univ. Press, 2006.
- [19] R. Paschotta, “article on coherence length in the encyclopedia of laser physics and technology 1.,” October 2008.
- [20] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, “A test of a new type of stellar interferometer on sirius,” *Nature*, vol. 178, pp. 1046–1048, 1956.
- [21] X. T. Zou and L. Mandel, “Photon-antibunching and sub-poissonian photon statistics,” *Phys. Rev. A*, vol. 41, pp. 475–476, Jan 1990.
- [22] T. N. Bandi, “Cold atom physics: Trapping methods and detection schemes,” Master’s thesis, Cork Institute of Technology, Cork, Ireland, 2008.
- [23] X. Michalet, A. Ingargiola, R. A. Colyer, G. Scalia, S. Weiss, P. Maccagnani, A. Gulinatti, I. Rech, and M. Ghioni, “Silicon photon-counting avalanche diodes for single-molecule fluorescence spectroscopy,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 248–267, 2014.
- [24] Newport, “Technical note: Fiber optic coupling.”
- [25] C. M. Griot, “Gaussian beam optics,” 2009.
- [26] L. Villegas, “Gaussian beam profiler.” <https://github.com/ifquetzal/gaussianBeamProfiler>, 2018.
- [27] S. W. Chen and J. L. Pellequer, “DeStripe: frequency-based algorithm for removing stripe noises from AFM images,” *BMC Struct. Biol.*, vol. 11, p. 7, Feb 2011.

- [28] “Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios — Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams,” Standard, International Organization for Standardization, Jan. 2005.
- [29] L. Villegas, “hunahpy time tagger.” <https://github.com/ifquetzal/lafrioc-time-tagger>, 2018.
- [30] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa, “Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection,” *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 1956–1976, Apr 1996.
- [31] M. A. Itzler, U. Krishnamachari, M. T. Entwistle, X. Jiang, M. F. Owens, and K. Slomkowski, “Dark count statistics in geiger-mode avalanche photodiode cameras for 3-d imaging ladar,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 318–328, 2014.
- [32] M. Beck, “Comparing measurements of $g(2)(0)$ performed with different coincidence detection techniques,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, pp. 2972–2978, Dec 2007.
- [33] P. Kolchin, “Electromagnetically-induced-transparency-based paired photon generation,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, p. 033814, Mar 2007.
- [34] A. V. Martínez, “Construcción de una trampa magneto-óptica,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, 2018.
- [35] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [36] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data.” URL <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [37] J. M. Robinson, Y. Liu, and D. P. Shelton, “Development and characterization of a magneto-optical trap for rubidium,” *Nevada State Undergraduate Research Journal*, vol. V1:I1, 2014.
- [38] B. Srivathsan, *Heralded single photons for efficient interaction with single atoms*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.
- [39] G. K. Gulati, *Narrowband photon pairs from a cold atomic vapour for interfacing with a single atom*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.

- [40] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, “Four-wave mixing in the diamond configuration in an atomic vapor,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 033814, Mar 2009.
- [41] H. Yan-Xu, L. Yong-Hong, Z. Chun-Hong, L. Shu-Jing, and W. Hai, “Realization of high optical density rb magneto-optical trap,” *Chinese Physics Letters*, vol. 26, no. 2, p. 023201, 2009.
- [42] S. Hopkins, E. Usadi, H. Chen, and A. Durrant, “Electromagnetically induced transparency of laser-cooled rubidium atoms in three-level lambda-type systems,” *Optics Communications*, vol. 138, no. 1-3, p. 185–192, 1997.
- [43] T. M. Brzozowski, M. Brzozowska, J. Zachorowski, and G. Wojciech, “Spectroscopy of cold, trapped atoms,” *Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics*, vol. 26, pp. 95–119, 11 2006.
- [44] T. M. Brzozowski, *Nonlinear Spectroscopy of Atoms in Magneto-Optical Trap*. PhD thesis, Jagiellonian University in Kraków, Poland, 2014.
- [45] F. E. Becerra, R. T. Willis, S. L. Rolston, and L. A. Orozco, “Two-photon dichroic atomic vapor laser lock using electromagnetically induced transparency and absorption,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, pp. 1315–1320, Jul 2009.