



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS PARA
MEDIR CORRELACIONES EN PARES DE FOTONES

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



Agradecimientos

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 $g^{(2)}$ 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 . Esta tesis también presenta los pasos naturales siguientes al realizar estudios espectroscópicos de los átomos atrapados con el propósito de medir su densidad óptica. Se obtuvo un valor máximo de $\text{OD} = 46.9 \pm 0.4$. Finalmente, se presenta una caracterización de esta densidad óptica para distintos parámetros ajustables 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

1. Sistema de adquisición de datos	7
1.1. Motivación	7
1.1.1. Sistema óptico de captura	7
1.2. Teoría	10
1.2.1. Óptica clásica	10
1.2.2. La función de correlación de primer orden	11
1.2.3. La función de correlación de segundo orden	15
1.2.4. Cuantización del campo	16
1.2.5. Estadística de fotones individuales	18
1.3. Sistemas	21
1.3.1. Perfilómetro láser	21
1.3.2. Sistema de adquisición de datos	25
1.3.3. Circuito AND	27
1.4. Configuración experimental	28
1.5. Resultados	33
2. Espectroscopía de átomos fríos	35
2.1. Motivación	35
2.1.1. Preparación del sistema óptico	35
2.2. Teoría	36
2.2.1. Estructura fina e hiperfina	36
2.2.2. Trampa magneto-óptica	38
2.2.3. Absorción de luz por átomos	40
2.3. Configuración experimental	43
2.4. Resultados	45
2.5. Discusión	48

Índice de figuras

1.	Óptica de adquisición para FWM.	8
2.	Interferómetro de Mach-Zehnder.	12
3.	$g^{(2)}(\tau)$ clásica para luz láser, luz caótica ensanchada por colisiones y luz caótica ensanchada por efecto Doppler.	17
4.	Perfil de intensidad Gaussiano y distintas definiciones de diámetro.	22
5.	Diagrama de pre-procesamiento para imágenes usando la transformada rápida de Fourier.	23
6.	Foto real de un haz y su espectro de frecuencias al aplicarle FFT.	24
7.	Antes y después de aplicar pre-procesamiento a la foto del haz.	25
8.	Diagrama de flujo del programa de adquisición.	26
9.	Ejemplo de prueba para el circuito de gating.	28
10.	Óptica de adquisición para el haz de 780 nm.	29
11.	Histograma de cuentas oscuras para los APDs	30
12.	$g^{(2)}(\tau)$ para un haz de luz coherente.	34
13.	Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb	36
14.	Óptica de bombeo para FWM.	37
15.	Estructura hiperfina para la línea D2 de ^{87}Rb	38
16.	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)	40
17.	Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM.	44
18.	Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio.	44
19.	Arreglo para medir la densidad óptica.	45
20.	Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia	46
21.	Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb	47

Índice de tablas

1. $g^{(2)}(0)$ y su correspondiente estadística y descripción clásica para distintas fuentes de luz. 21

1. Sistema de adquisición de datos

1.1. Motivación

La motivación inicial para la generación de bifotones en el Laboratorio es el estudio de su correlación temporal. Esto nos da información cuantitativa acerca de su naturaleza cuántica para realizar posteriormente otros experimentos.

Para poder analizar la correlación de bifotones, es necesario usar un sistema de adquisición capaz de analizar los pares de fotones generados por procesos de mezclado de cuatro ondas. 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 que será usado por el Laboratorio para estos experimentos en átomos fríos de ^{87}Rb .

El primer propósito del estudio de fotones individuales es estudiar las correlaciones entre ellos. En 1986, Grangier et al [1] 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.

1.1.1. 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 analizada). Esta sección se enfoca en la óptica de adquisición.

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.

Aún con técnicas estándar hoy en día, la tasa de generación de bifotones en experimentos de este tipo es baja [2]; es por esto que es importante obtener la mayor

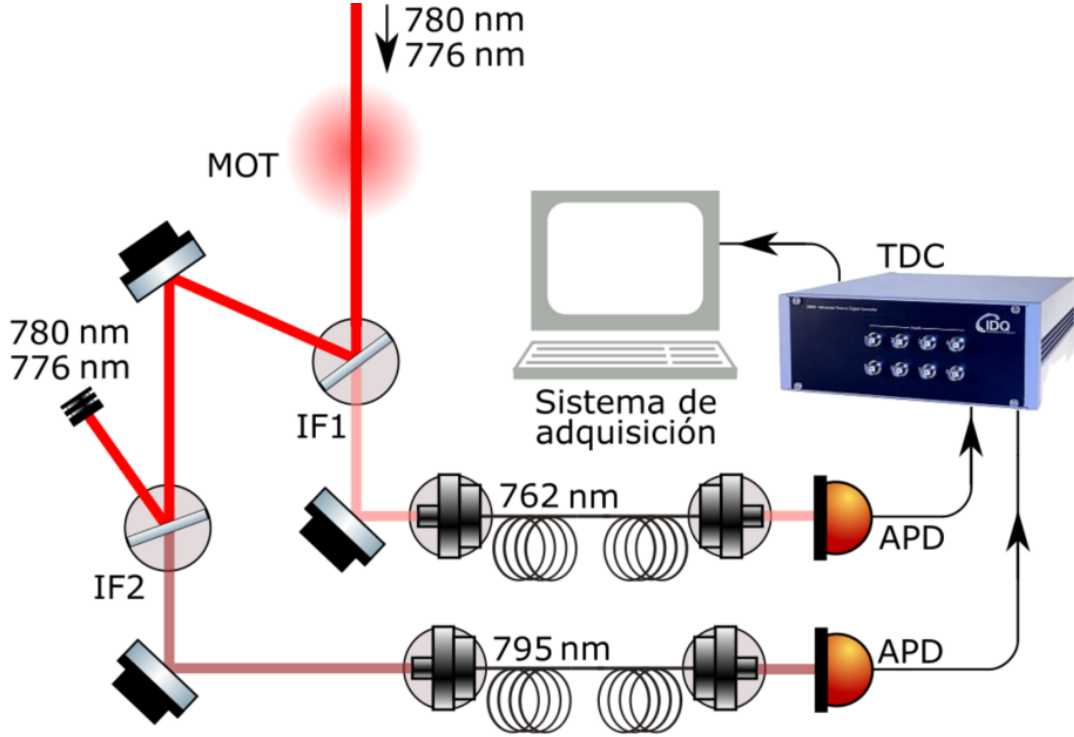


Figura 1: Óptica de adquisición para FWM. El filtro IF1 deja pasar luz de 762 nm y el IF2 deja pasar luz de 795 nm. Un color más tenue indica que la intensidad de los haces generados es muy baja. Esta luz se enviará al TDC para analizar correlaciones.

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 empaquetamiento de modos [3]. 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:

$$f = D \frac{\pi \omega}{4 \lambda}, \quad (1)$$

donde λ es la longitud de onda del láser. La eficiencia del acoplamiento dependerá de qué tanto podemos empaquetar el tamaño de la mancha focalizada ω con el diámetro de la fibra óptica. De la ecuación 1, 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 sección 1.3.1.

Como se muestra en la Figura 1, para la detección y procesamiento de señales se utilizan dos instrumentos: algunos APD de silicón (*id120*) y un etiquetador de cuentas temporales (*id800*) 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 sólo fotón [4]. 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 (*dark count rate*) 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 $500\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro y una eficiencia cuántica de 80 % para 800 nm. Es necesario optimizar los valores del voltaje de bias aplicado para minimizar el *afterpulsing* y la tasa de cuentas oscuras. Una descripción general más detallada de el funcionamiento y optimización de APDs puede encontrarse en [5].

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 de conmutación (*gating*) utilizando búferes de tres estados. Este circuito se construyó para este trabajo y una descripción se encuentra en la sección 1.3.3.

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 81ps 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 módulo. Con esta biblioteca, se escribió un programa para procesar y visualizar en tiempo real las cuentas que el TDC reciba.

Todo el software, la electrónica y las pruebas correspondientes se encuentran en la sección 1.3.

1.2. 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 [6], Loudon [7] y Fox [8].

1.2.1. Óptica clásica

Aunque muchos efectos ópticos clásicos pueden ser descritos por óptica geométrica, para poder explicar efectos como interferencia y difracción, que necesitan 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 e isotrópico, 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:

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = \rho, \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \tag{3}$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \tag{4}$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t}, \tag{5}$$

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:

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

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \quad (7)$$

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

$$\nabla \times \mathcal{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}, \quad (9)$$

Tomando el rotacional de la ecuación 8, y combinándolo con la ecuación 9:

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

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 6, tenemos que

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial^2 t}, \quad (10)$$

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} .

1.2.2. 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. La vida real, por desgracia, 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

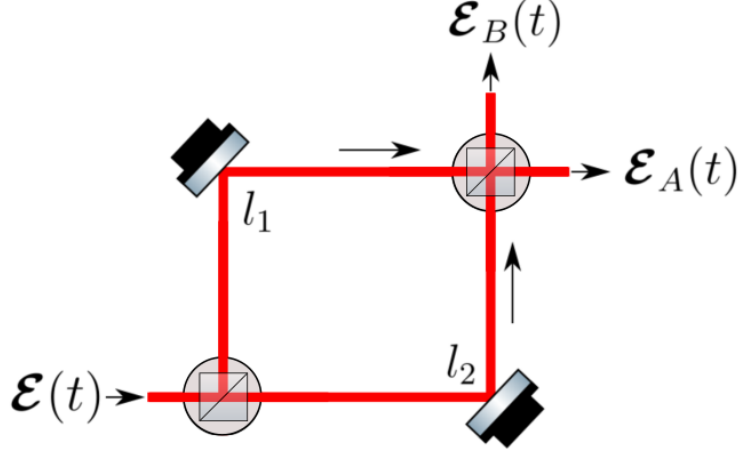


Figura 2: Interferómetro de Mach-Zehnder. El haz original \mathcal{E} se divide en dos brazos con distancia l_1 y l_2 .

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*. La Figura 2 muestra un esquema sencillo del interferómetro de Mach Zehnder. Supongamos que tenemos un campo eléctrico incidente $\mathcal{E}(t)$ 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 divisor, 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:

$$\langle I_A(t) \rangle \propto \langle \mathcal{E}(t_1)^2 \rangle + \langle \mathcal{E}(t_2)^2 \rangle + 2\langle \mathcal{E}(t_1) \cdot \mathcal{E}(t_2) \rangle. \quad (11)$$

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* de cada haz.

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:

$$\langle \mathcal{E}(t) \cdot \mathcal{E}(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T dt \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \equiv \langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle, \quad (12)$$

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:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle}{\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t) \rangle}. \quad (13)$$

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

Luz caótica

Consideremos a una fuente de luz caótica como un ensamble de muchos átomos que emiten luz de manera independiente unos de otros. 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:

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

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:

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

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,

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t+\tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0\tau} \sum_{j=1}^n \langle e^{i\phi_j(t+\tau)-i\phi_j(t)} \rangle \\ &= nE_0^2 e^{-i\omega_0\tau} \langle e^{i\phi_j(t+\tau)-i\phi_j(t)} \rangle \\ &= n\langle \mathcal{E}_j^*(t)\mathcal{E}_j(t+\tau) \rangle,\end{aligned}\tag{14}$$

ya que cada átomo es indistinguible de los demás.

Finalmente, 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 $[\tau, \tau + d\tau]$ (donde la fase del campo es constante) es:

$$p(\tau)d\tau = (1/\tau_c)e^{(\tau/\tau_c)}d\tau,\tag{15}$$

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

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{E}_j^*(t)\mathcal{E}_j(t+\tau) \rangle &= E_0^2 e^{-i\omega_0\tau} \langle e^{i\phi_j(t+\tau)-i\phi_j(t)} \rangle \\ &= E_0^2 e^{-i\omega_0\tau} \int_{\tau}^{\infty} d\tau' p(\tau') \\ &= E_0^2 e^{-i\omega_0\tau} e^{\tau/\tau_c}.\end{aligned}$$

Finalmente, de la ecuación 14 obtenemos que:

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

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 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 monotónicamente 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 [9].

1.2.3. La función de correlación de segundo orden

El experimento de interferencia de intensidades que realizaron Hanbury Brown y Twiss [10] 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:

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

De acuerdo con esta descripción, 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, las ecuaciones 21 y 22 se cumplen.

1.2.4. 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 [7], 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 dependen 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 tiene la forma

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

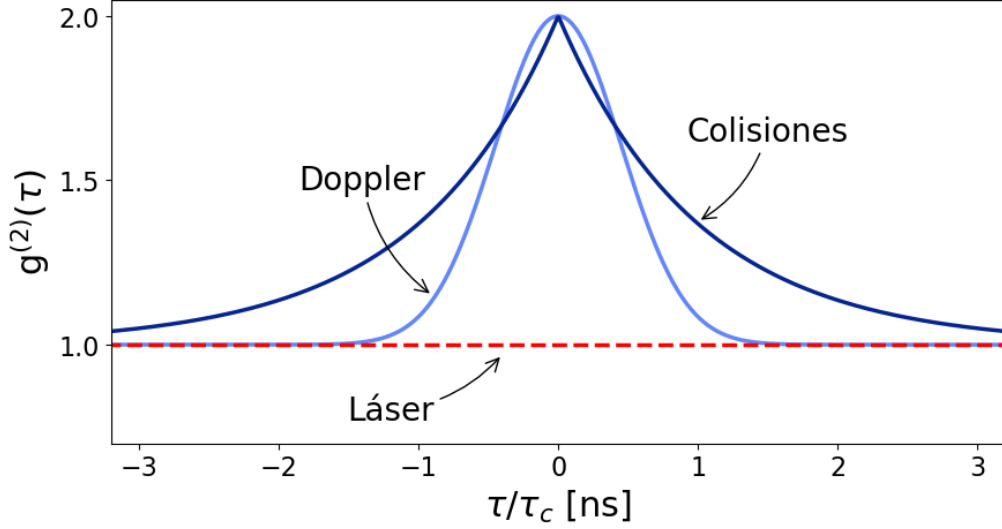


Figura 3: $g^{(2)}(\tau)$ clásica para luz láser, luz caótica ensanchada por colisiones y luz caótica ensanchada por efecto Doppler.

Tomando la norma de Coulomb, (para la cual $\nabla \cdot \mathcal{A} = 0$), se puede demostrar que la expansión de Fourier del potencial vectorial 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 [7] 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. Los eigenestados

de este Hamiltoniano son $|n\rangle$, y les corresponde una energía:

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (30)$$

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

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

En la descripción de óptica cuántica, estos estados $|n\rangle$ describe el número de excitaciones con energía $\hbar\omega$; estas excitaciones reciben el nombre de *fotones*.

1.2.5. 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 ver estudiar la estadística de este haz de fotones. La intensidad de este campo está dado por el valor esperado del operador \hat{n} , que es equivalente al número promedio de fotones en el haz. Esto quiere decir que:

$$\langle I \rangle \propto \langle \hat{n} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \equiv \bar{n}. \quad (31)$$

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

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle \hat{n}(t) \hat{n}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{n}(t) \rangle \langle \hat{n}(t+\tau) \rangle}. \quad (32)$$

Veamos los resultados de $g^{(2)}(\tau)$ para las fuentes de luz usadas en la sección 1.2.2. 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 una 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:

$$\mathcal{P}(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (33)$$

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:

$$(\Delta n)^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \bar{n})^2 \mathcal{P}(n) = \bar{n}, \quad (34)$$

lo que significa que la *desviación estándar* cumple con

$$\Delta n = \sqrt{\bar{n}}. \quad (35)$$

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 30 y, de acuerdo a la mecánica estadística, la probabilidad de que se encuentren n átomos en el modo correspondiente a ω es:

$$\mathcal{P}_\omega(n) = \frac{\exp(-n\hbar\omega/k_B T)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\hbar\omega/k_B T)}. \quad (36)$$

Para este tipo de luz, es posible demostrar que $\bar{n} = 1/(\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1)$, y la probabilidad 36 es :

$$\mathcal{P}_\omega(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n, \quad (37)$$

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

$$(\Delta n)^2 = \bar{n} + \bar{n}^2 \geq \bar{n}. \quad (38)$$

Este resultado nos muestra que la varianza de una distribución de Bose-Einstein siempre 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:** $\Delta n > \sqrt{\bar{n}}$,
- **Poissoniana:** $\Delta n = \sqrt{\bar{n}}$,
- **Sub-Poissoniana:** $\Delta n < \sqrt{\bar{n}}$.

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 coincidencias, veamos a $g^{(2)}(\tau = 0)$. Utilizando la regla de conmutación $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ podemos encontrar de la ecuación 32 que:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 + \frac{\Delta n^2 - \bar{n}}{\bar{n}^2}. \quad (39)$$

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.

¹Es importante decir que una estadística sub-Poissoniana no necesariamente quiere decir que hay detrás un proceso óptico que presente antibunching [11]. Sin embargo, por simplicidad, se le considerará así en este trabajo pues son dos efectos que muy frecuentemente se presentan juntos.

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.

1.3. 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. Estos sistemas consistieron en un perfilador de haces Gaussianos, la paquetería de uso del TDC y el sistema de adquisición, y la electrónica de *gating*.

1.3.1. 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 [12].

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 4 — 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.

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

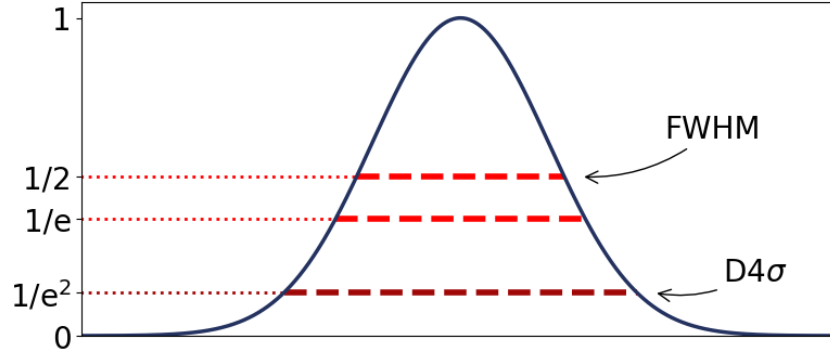


Figura 4: Perfil de intensidad Gaussiano y distintas definiciones de diámetro.

DCC1545M, que cuenta con un chip CCD con una resolución de 1280x1024 pixeles 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 [13]; 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 pixeles 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 pixel 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 5) 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, es conveniente utilizar el hecho de que la transformada de una distribución Gaussiana

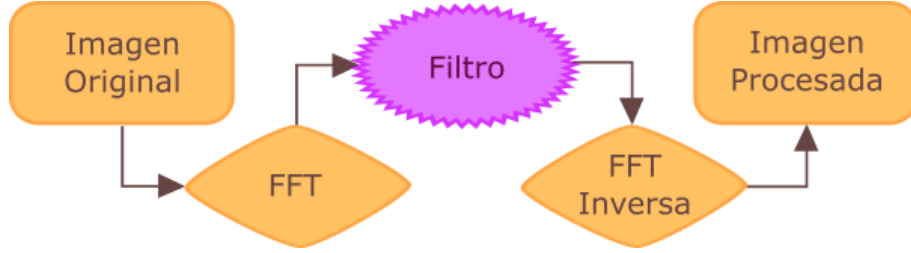


Figura 5: Diagrama de pre-procesamiento para imágenes usando la transformada rápida de Fourier.

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.

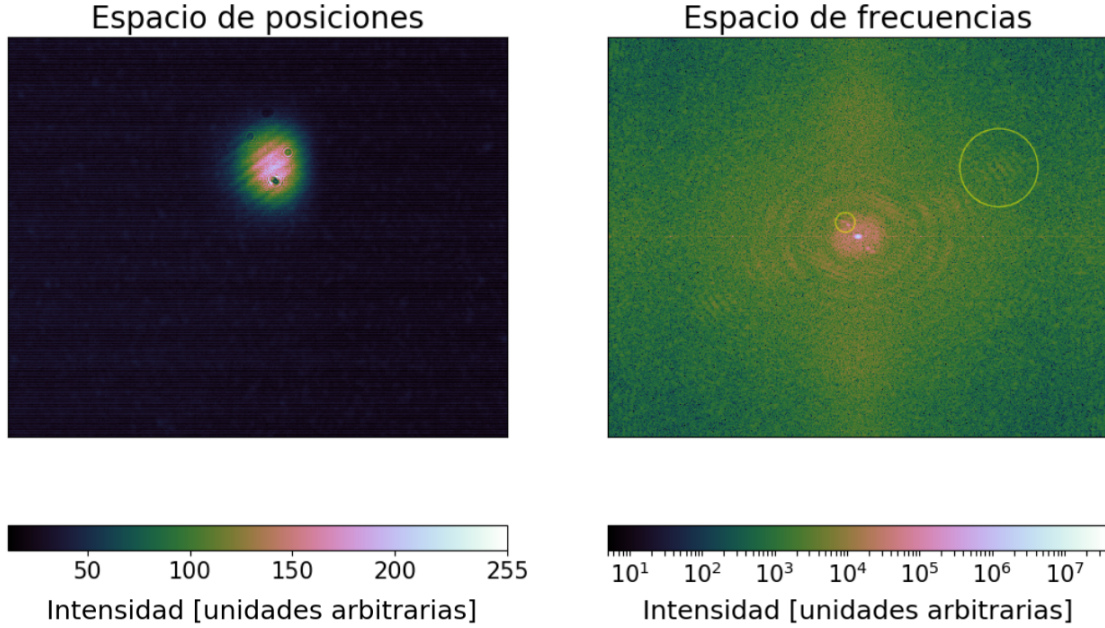


Figura 6: Foto real de un haz y su espectro de frecuencias al aplicarle FFT. En vez de ser perfectamente Gaussiano, vemos que hay franjas de interferencia y otros defectos (ver círculos).

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 [14]. 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 arreglar la imagen del con óptica.

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 [15]:

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

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

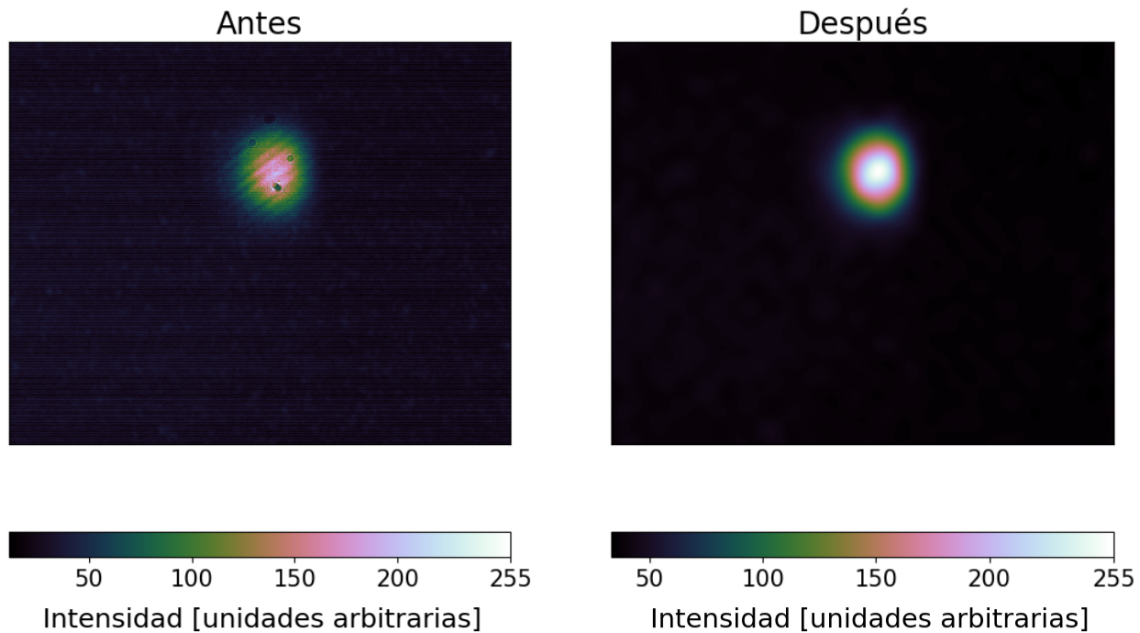


Figura 7: Antes y después de aplicar pre-procesamiento a la foto del haz.

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 [13]. Actualmente el programa es utilizado cotidianamente por todos los usuarios del Laboratorio.

1.3.2. 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.

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 5.5 ns para eventos consecutivos registrados en el mismo canal. Sin embargo, la resolución temporal para eventos registrados en distintos canales es de 81 ps.

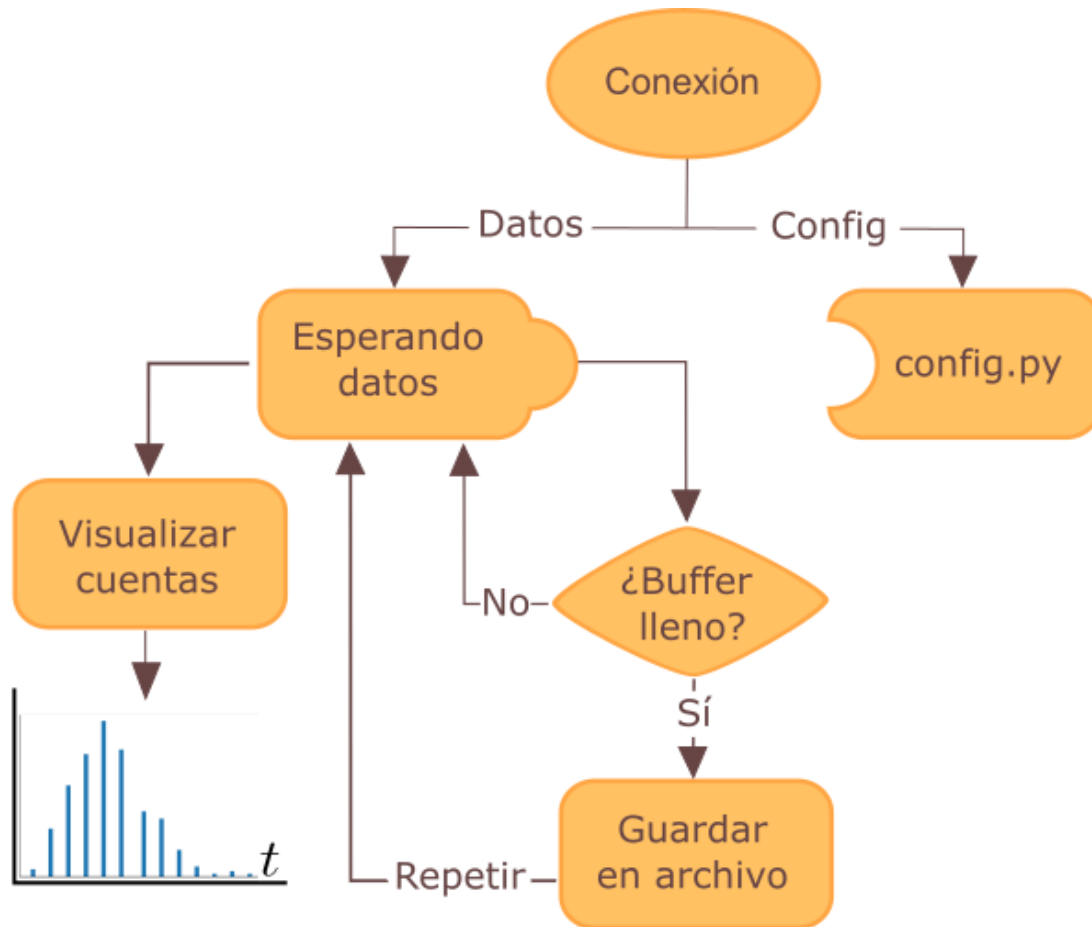


Figura 8: Diagrama de flujo del programa de adquisición. Ver detalles en la sección 1.3.2.

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 8. 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 [16] 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.

1.3.3. 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.

Este circuito de conmutación es básicamente un circuito AND adecuado a las especificaciones de voltaje de salida de los APDs (TTL de bajo voltaje o LVTTTL), de entrada del TDC (TTL o LVTTTL) y los pulsos del sistema de control (TTL). Se decidió usar un búfer de tres estados, 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 hay señal 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.

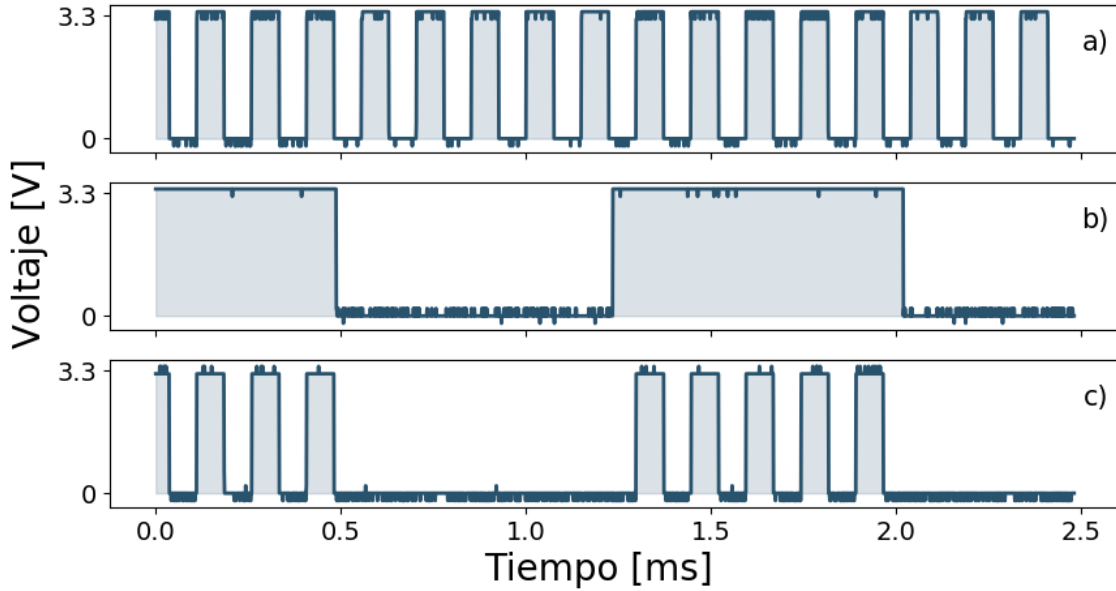


Figura 9: Ejemplo de prueba para el circuito de gating. a) El pulso de entrada o la señal que queremos usar. b) El pulso de control. c) El pulso de salida después de pasar por el circuito.

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 de 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 representó las señales emitidas por los APDs. Como se observa en la Figura 9, 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.

1.4. 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 1 para analizar la luz del haz de bombeo de 780 nm. Se montó un interferómetro de intensidades con

un divisor de haz 50/50 y cada brazo se mandó a un APDs. Para este experimento se apagó la luz de 776 nm.

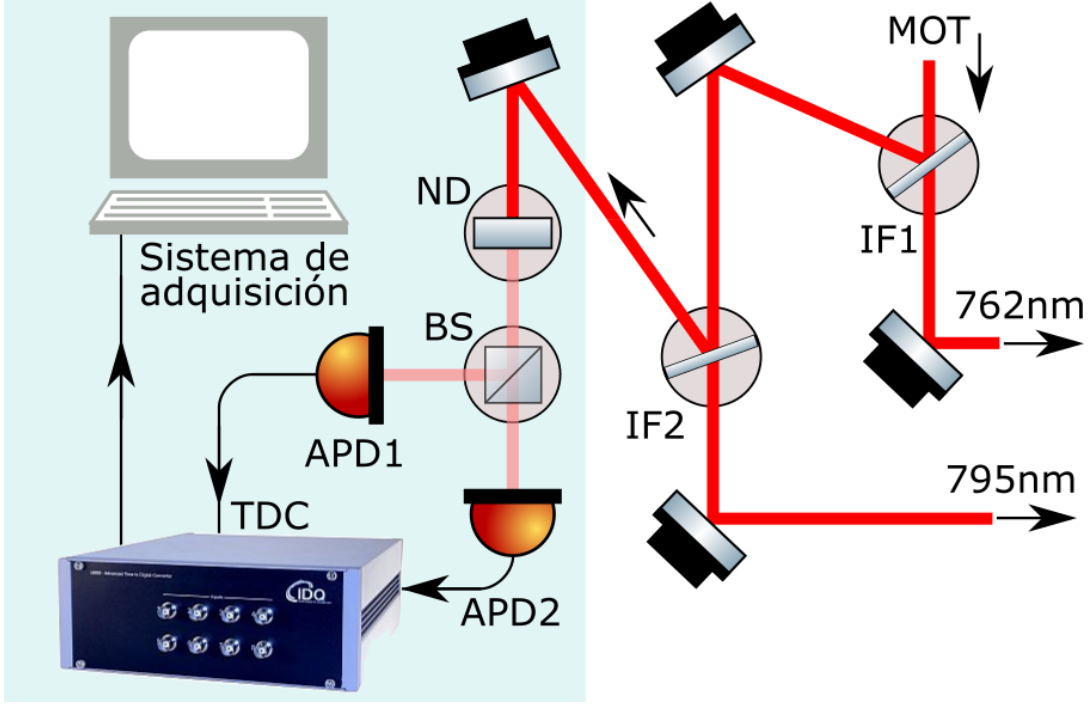


Figura 10: Óptica de adquisición para el haz de 780 nm. La sección resaltada es la ampliación del arreglo óptico de la Figura 1. Se consiguió una potencia de alrededor de 3 pW usando filtros ND y un divisor no polarizante BS, necesaria para no saturar a los APDs.

En la sección 1.2 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 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:

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

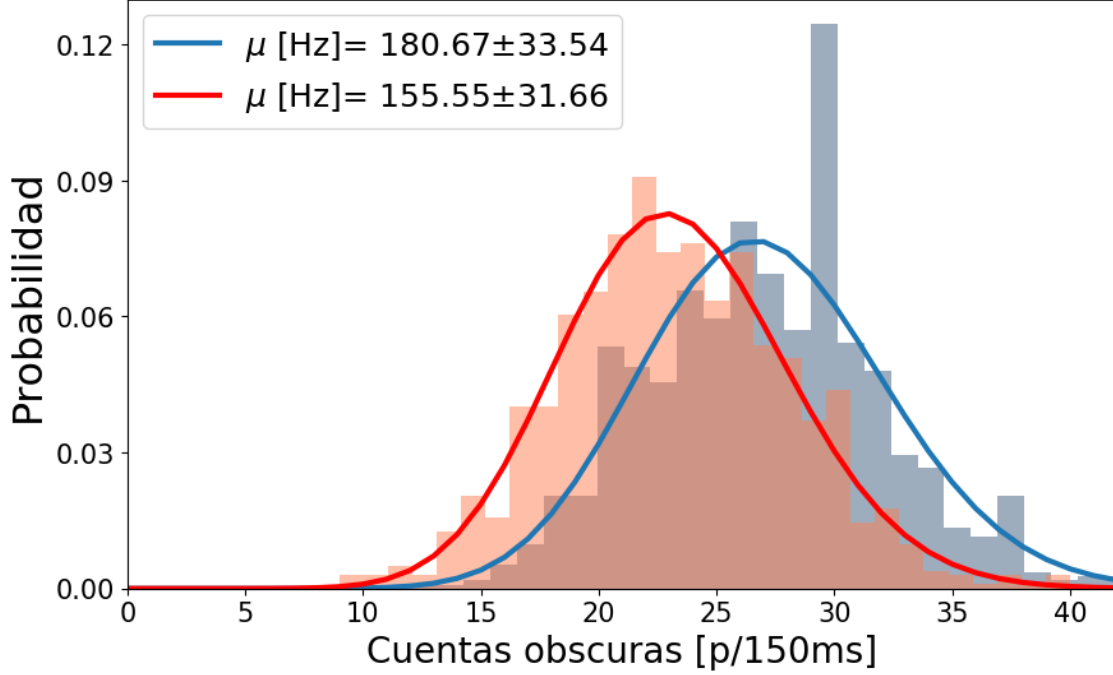


Figura 11: Histograma de cuentas oscuras para el APD1 (azul) y el APD2 (rojo). El tiempo de integración para cada canasta fue de 150 ms.

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 para multiplicar la señal. Sin embargo, por los altos voltajes de polarización necesarios (de hasta cientos de volts), se aplica un circuito de atenuamiento que reduce el voltaje del APD por un tiempo corto en donde no se registran nuevos eventos [17]. C. 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 $\sim 10^6$ fotones s^{-1} . Con este valor máximo de $\mathcal{R} = 10^6$ 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 $P_{\text{max}} \sim 3 \times 10^{-12} \text{ W}$. 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 temperatura de operación de los APDs fue de $-40 \text{ }^\circ\text{C}$. 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 el APD1 y 191 V para el APD2. 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}

La estadística de estas cuentas oscuras sigue una estadística Poissoniana [18], y las tasas de cuentas oscuras registradas concuerdan con el valor máximo de 200 Hz reportado por el fabricante. La Figura 11 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.

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 μW 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 fueran la misma longitud para medir $g^{(2)}(\tau)$ en coincidencia ($\tau = 0$). Así, el tiempo inicial de integración de cada brazo fue $t_{T,0} = t_{R,0} = 0$. Esto se hizo con una incertidumbre de un par de centímetros, que corresponde a una incertidumbre de apenas una fracción de nanosegundo. Como la escala temporal usada en este experimento fue de varias decenas de nanosegundos, por lo que para fines prácticos la diferencia temporal en la detección de cada brazo fue cero.

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 de integración Δt [19]:

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

donde P_{TR} es la probabilidad conjunta de medir una detección tanto en el APD T como en el APD R 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:

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

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* [7, 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 $\tau = \Delta t$.

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

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.

1.5. 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 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 determinó 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 12 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 $g^{(2)}(\tau) = 1$

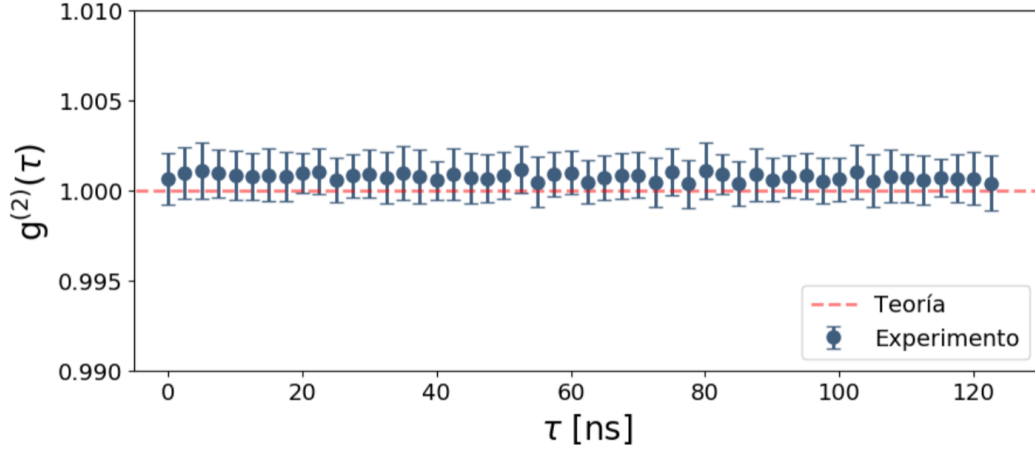


Figura 12: $g^{(2)}(\tau)$ para un haz de luz coherente.

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. Espectroscopía de átomos fríos

En átomos fríos, nuestro objeto de estudio son los átomos atrapados por una MOT: usando láseres adecuados y campos magnéticos, es posible desacelerar y confinar estos átomos. Utilizando el fenómeno de absorción estimulada, estudiaremos algunas propiedades de esta nube atómica.

Al estudiar el espectro de absorción de los átomos atrapados podemos estimar la densidad atómica de la nube. Esta es una propiedad importante para realizar experimentos de FWM, por lo que una caracterización detallada resulta útil. El propósito de este segundo capítulo es hacer una caracterización de la densidad óptica de la MOT del Laboratorio en función de algunos de sus parámetros experimentales, en anticipación a la generación de bifotones por procesos de mezclado de cuatro ondas.

2.1. Motivación

El estudio de los átomos fríos ha sido un campo con mucho interés en años recientes, pues permiten preparar gases atómicos difusos para experimentos con luz.

Dos parámetros experimentales importantes de la nube atómica fría son la densidad óptica y la temperatura de los átomos atrapados. La densidad óptica es particularmente importante para experimentos de FWM, pues define distintos regímenes de conversión espontánea paramétrica descendente y determina la forma de la función de correlación $g^{(2)}(\tau)$ para los bifotones generados [20, 21].

Además,

En este segundo capítulo, se presenta el arreglo óptico que se usará próximamente para la generación de fotones correlacionados en FWM, así como una optimización de la densidad óptica de la MOT del laboratorio.

2.1.1. Preparación del sistema óptico

La Figura 13 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 780nm y 776nm, se pueden generar dos fotones correlacionados de 762nm y 795nm si las condiciones de empatamiento de fase se cumplen [22].

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 14). En este arreglo, se usan dos haces de bombeo co-propagantes de 780nm y 776nm (bombeo 1 y bombeo 2).

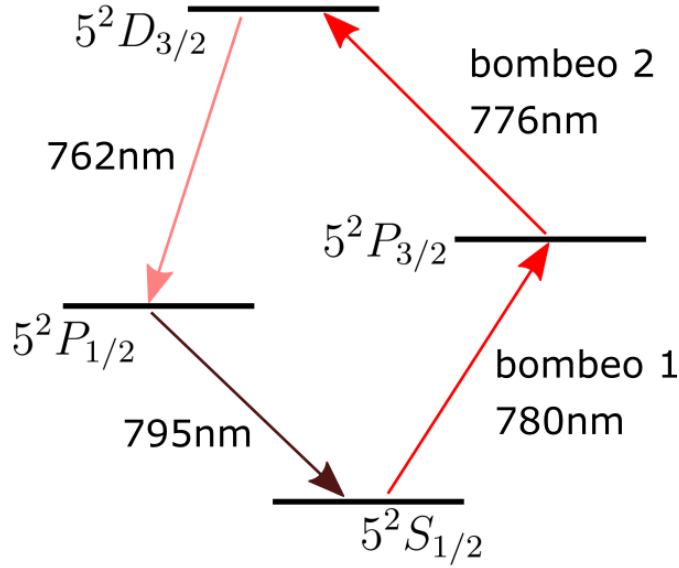


Figura 13: Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb .

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 [22] y [23], en esta configuración se generarán pares de fotones con modos bien definidos por medio del FWM espontáneo. Sin embargo, a los haces se les superpone un haz semilla de 795nm 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.

2.2. Teoría

Los átomos alcalinos son popularmente usados para experimentos de átomos fríos por varias razones: su estructura atómica se parece a la del hidrógeno (en que tienen un sólo electrón de valencia en su última capa) y facilita su descripción teórica [24, p. 60], presiones de vaporización cercanas a temperatura ambiente [25], y frecuencias de excitación cercanas al visible (que permiten usar láseres comerciales).

2.2.1. Estructura fina e hiperfina

Para poder entender el enfriamiento y confinamiento de átomos, se parte de la estructura de sus niveles energéticos [25, 26]. Para un átomo alcalino, su electrón de valencia presenta un momento angular orbital \mathbf{L} y un momento angular de espín \mathbf{S} . Estos dos momentos angulares interactúan entre sí y resultan en un momento angular electrónico total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Por la naturaleza vectorial del acoplamiento

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.

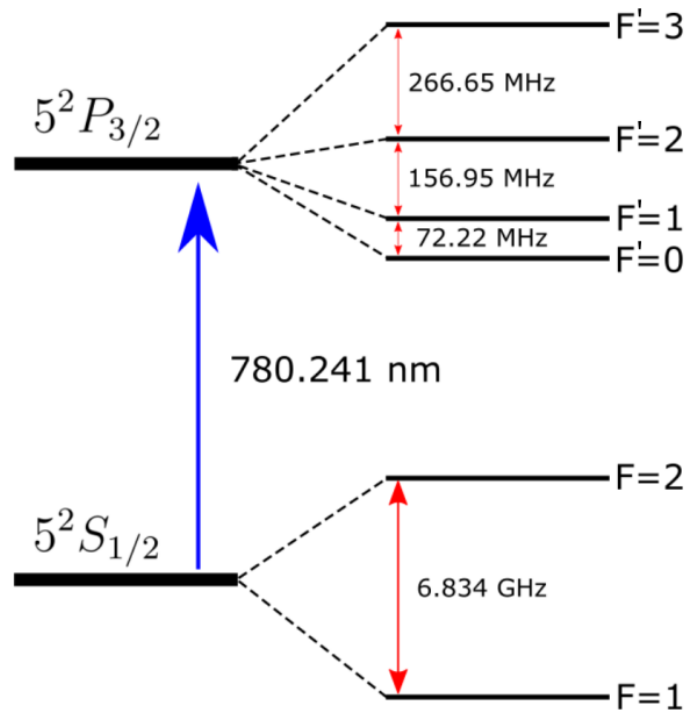


Figura 15: Estructura hiperfina para la línea **D2** de ^{87}Rb .

2.2.2. 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 [24] resulta útil.

Por un lado, el enfriamiento láser es una manifestación de una fuerza radiativa que Ashkin llamó *fuerza de scattering* [27]. Por el otro lado, para atrapar estos átomos se aprovecha su momento dipolar magnético intrínseco con el uso de un campo magnético cuadrupolar externo [28].

Este 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 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 láseres ortogonales y contrapropagantes para reducir su velocidad neta en cada dirección. La fuerza total que sentirán los átomos en cada una de estos ejes será

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

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 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 [25] que este cambio en la energía es $\Delta E \propto m_F \mathbf{B}$.

Dos bobinas en configuración anti-Helmholtz permiten que cerca del centro de la trampa exista un gradiente de campo magnético lineal. Para la dirección z , por ejemplo, el campo es aproximadamente $\mathcal{B} = Bz$. 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 [24].

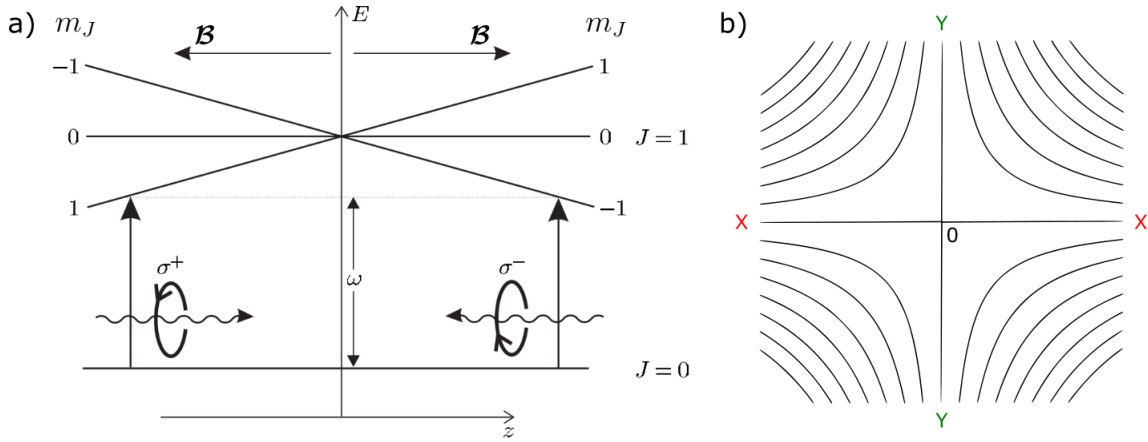


Figura 16: a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. Dos haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-) y las reglas de selección $\Delta m_J = \pm 1$ empujan al átomo hacia el centro de la trampa. Imagen de [24]. b) Campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones). El campo es cero en el centro.

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).

2.2.3. Absorción de luz por átomos

La nube atómica es modelada como un vapor ópticamente denso para el cual un haz monocromático en resonancia puede excitar a los átomos por medio de absorción

estimulada. Al re-emitir de manera aleatoria esta luz, se presenta una atenuación del haz de prueba original que permite estudiar la absorción de los átomos.

Seguiremos el desarrollo de Foot [24]. 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. 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:

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

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

2.3. 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 780nm.

La intensidad de saturación para la transición **D2** de ^{87}Rb es [25]: $I_{sat} = 1.66933 \pm 0.00035 \text{mWcm}^{-1}$ para luz circularmente polarizada. Típicamente, la intensidad del haz de prueba fue de $I = 0.229 \text{mW cm}^{-1}$, o aproximadamente 1.7 % 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 $\Gamma = 2\pi \times 6.06 \text{MHz}$ [25].

Los parámetros que fueron variados para las mediciones fueron:

- Gradiente del campo magnético
- Presión de la MOT
- Desintonía de los haces de enfriamiento
- Intensidad de los haces de enfriamiento

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 17, la eficiencia del AOM bajó hasta un 16 % para corrimientos de frecuencia de hasta 15 MHz.

Las bobinas anti-Helmholtz de la MOT fueron hechas en el Laboratorio con alambre de cobre de 2.9mm y pueden generar gradientes de hasta 50 Gauss cm^{-1} 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 [29], donde se encuentra una descripción detallada.

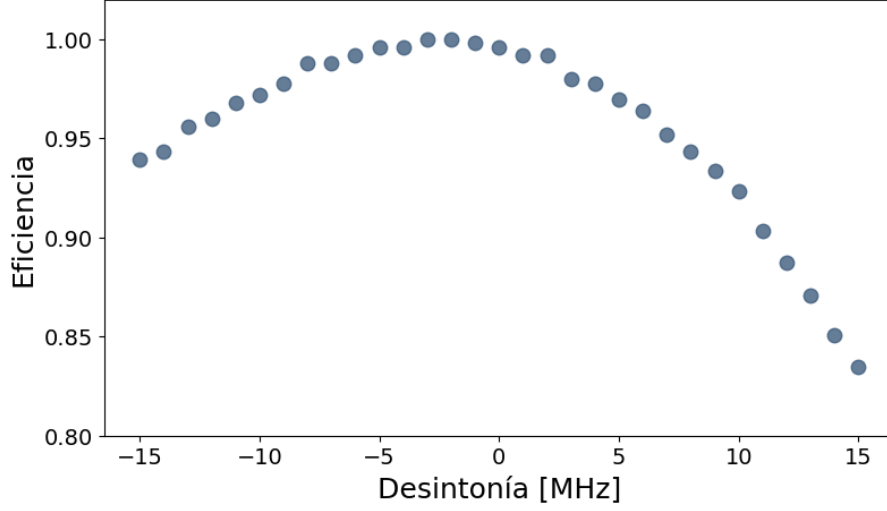


Figura 17: Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM. Normalizado respecto al valor máximo de voltaje.

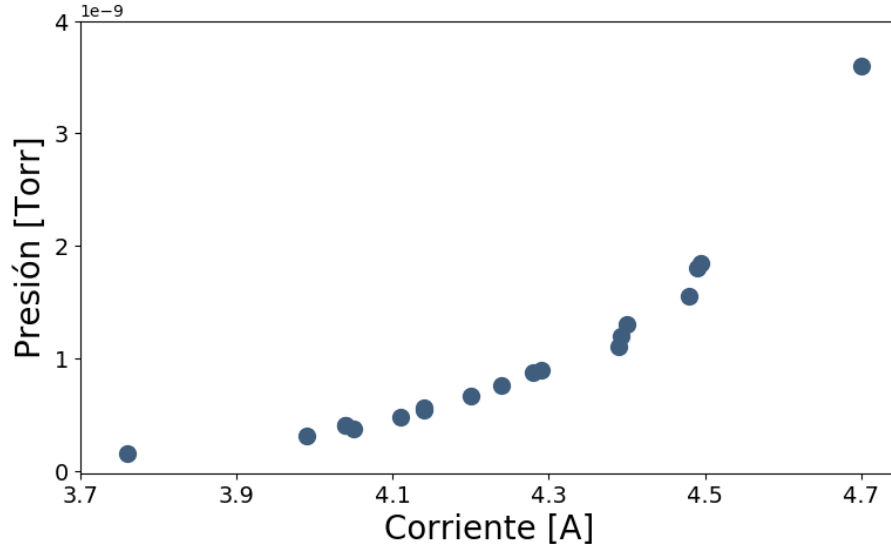


Figura 18: Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio.

Técnica 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 más pequeño que el tamaño de la nube 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. No se realizó un control para la polarización de este haz. Al realizar estas medidas, *no* se apagaron los haces de enfriamiento de la MOT.

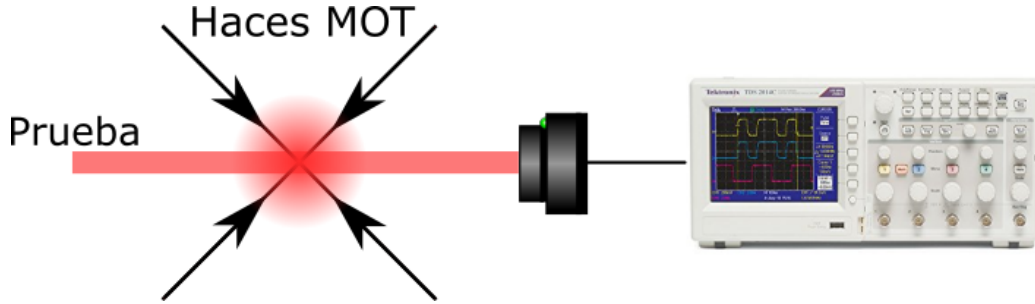


Figura 19: Arreglo para medir la densidad óptica.

Como se demostró que la eficiencia de nuestro AOM no era constante (Figura 17), se decidió medir también la potencia del haz con la nube apagada para cada desintonía a manera de tener valores para normalizar la señal.

A los datos obtenidos de cada experimento, se le realizó un ajuste de la ecuación 53, normalizando respecto a las medidas sin MOT. El error de los resultados presentados se reporta como su desviación estándar.

2.4. Resultados

En la Figura 20 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 2.2.3, 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. Ajustando cada experimento a la ecuación 53, se estimó la densidad óptica de la nube. La Figura 21 muestra los resultados de esta serie de experimentos.

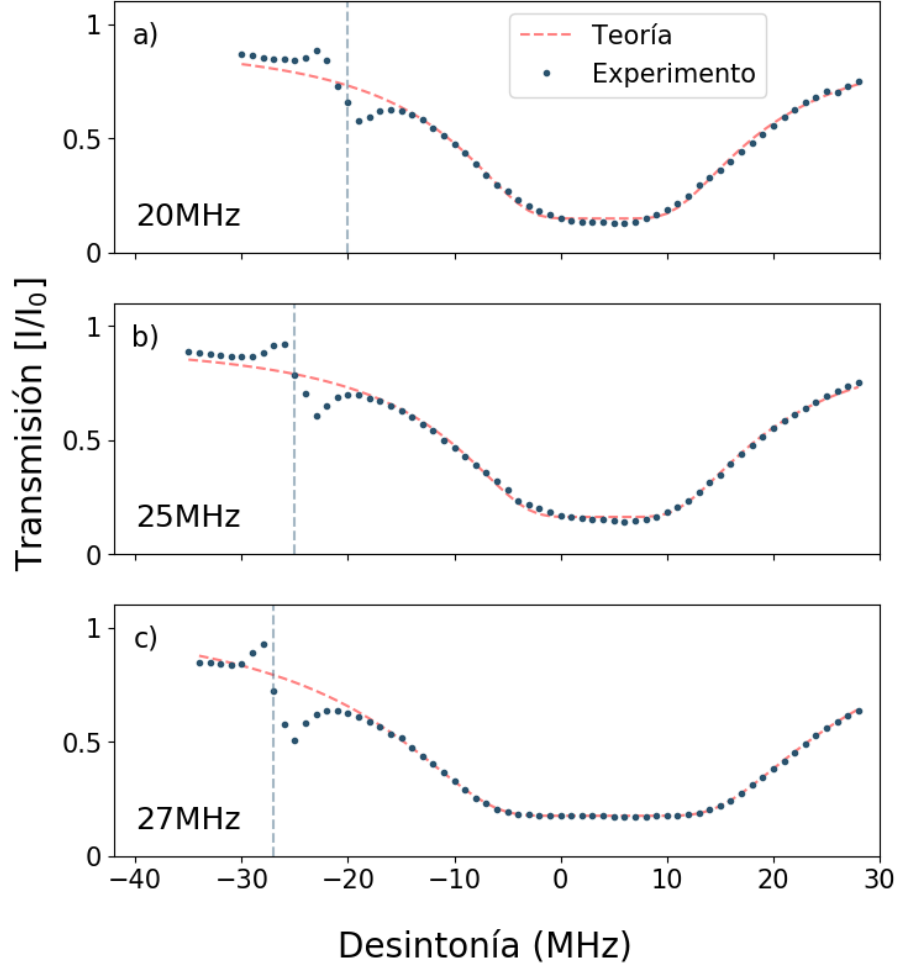


Figura 20: Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia. La desintonía $\omega - \omega_0$ de los haces de enfriamiento en cada caso es: a) 20 MHz b) 25 MHz c) 27 MHz.

Para los experimentos de presión de rubidio e intensidad de los haces de enfriamiento (Fig. 21 b, d), se observa un comportamiento sigmoide, tendiendo hacia un valor máximo en cada caso. Por otro lado, para los experimentos de desintonía de los haces de enfriamiento y de gradiente de campo magnético (Fig. 21 a, c), se puede observar que la densidad óptica crece monótonamente hasta alcanzar un valor máximo para decrecer después.

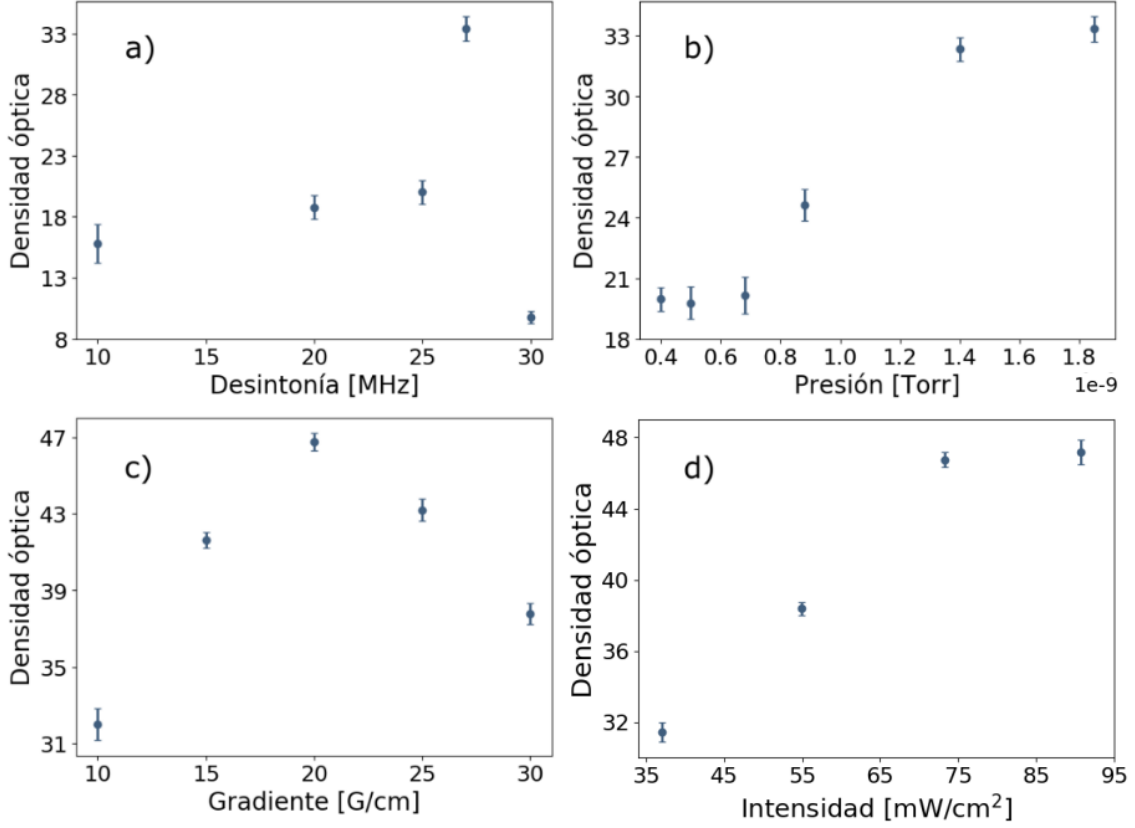


Figura 21: Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb para: a) Desintonía de los haces de enfriamiento b) Presión de rubidio en la cámara de vacío c) Gradiente del campo magnético d) Intensidad total de los haces de enfriamiento.

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: $\nabla\mathcal{B} = 20.0 \pm 0.4 \text{ G cm}^{-1}$
- 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)
- Presión de rubidio: $P = 1.80 \pm 0.05 \times 10^{-9} \text{ Torr}$

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 de utilidad para el Laboratorio.

Como se observa en la Figura 21 c, gradientes magnéticos muy intensos disminuyen la densidad óptica de la nube. Esto es porque la fuerza de confinamiento que sienten los átomos termina por dominar a la fuerza de scattering, lo que destruye la nube. Un estudio más a detalle de la proporción entre la intensidad de los haces de enfriamiento y el gradiente magnético podría permitir obtener densidades ópticas mayores.

La intensidad de enfriamiento está regulada por un sistema de amplificación óptico [29] 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 de $OD = 46.6 \pm 0.4$. Esto es con el fin de prolongar la vida útil del amplificador.

Al comparar gráficas de transmisión obtenidas con algunas disponibles en la literatura [30], observamos que éstas no presentan las irregularidades que observan en la Figura 20. Sin embargo, esta región de transmisión incrementada ya ha sido reportada antes [22, 23] para experimentos donde *no* se apagan los haces de enfriamiento y rebombeo de la MOT, como es el caso en este trabajo. Aunque esas referencias explican el pico dispersivo como un efecto de transparencia electromagnéticamente inducida (EIT), existen estudios de este fenómeno que sugieren que en realidad tiene origen en una resonancia de Raman estimulada [31, 32] 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 [33, p. 290]).

Este fenómeno también explica el corrimiento de la frecuencia central de los perfiles de transmisión de la Figura 20. 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 [32] 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 [34] para una MOT de ^{85}Rb .

Referencias

- [1] 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.
- [2] A. Cerè, 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.
- [3] Newport, “Technical note: Fiber optic coupling.”
- [4] T. N. Bandi, “Cold atom physics: Trapping methods and detection schemes,” Master’s thesis, Cork Institute of Technology, Cork, Ireland, 2008.
- [5] 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.
- [6] I. Kenyon, *The Light Fantastic: A Modern Introduction to Classical and Quantum Optics*. New York, NY, USA: Oxford University Press, Inc., 2008.
- [7] R. Loudon, *The quantum theory of light*. Oxford University Press, 2004.
- [8] M. Fox, *Quantum optics: an introduction*. Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics, Oxford: Oxford Univ. Press, 2006.
- [9] R. Paschotta, “article on coherence length in the encyclopedia of laser physics and technology 1.,” October 2008.
- [10] 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.
- [11] X. T. Zou and L. Mandel, “Photon-antibunching and sub-poissonian photon statistics,” *Phys. Rev. A*, vol. 41, pp. 475–476, Jan 1990.
- [12] C. M. Griot, “Gaussian beam optics,” 2009.
- [13] L. Villegas, “Gaussian beam profiler.” <https://github.com/ifquetzal/gaussianBeamProfiler>, 2018.
- [14] 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.
- [15] “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.
- [16] L. Villegas, “hunahpy time tagger.” <https://github.com/luyves/time-tagger>, 2018.
- [17] 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.
- [18] 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 lidar,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 318–328, 2014.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] P. Kolchin, “Electromagnetically-induced-transparency-based paired photon generation,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, p. 033814, Mar 2007.
- [22] B. Srivathsan, *Heralded single photons for efficient interaction with single atoms*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.
- [23] 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.
- [24] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [25] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data.” URL <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [26] 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.
- [27] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156–159, Jan 1970.

- [28] 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.
- [29] A. V. Martínez, “Construcción de una trampa magneto-óptica,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, 2018.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] R. W. Boyd, “Chapter 6 - nonlinear optics in the two-level approximation,” in *Nonlinear Optics (Third Edition)* (R. W. Boyd, ed.), pp. 277 – 328, Burlington: Academic Press, third edition ed., 2008.
- [34] T. M. Brzozowski, *Nonlinear Spectroscopy of Atoms in Magneto-Optical Trap*. PhD thesis, Jagiellonian University in Kraków, Poland, 2014.