



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

IMPLEMENTACIÓN DE UN SISTEMA DE
ESPECTROSCOPIA PULSADO PARA LA GENERACIÓN
DE ÁTOMOS DE RYDBERG EN UNA TRAMPA
MAGNETO-ÓPTICA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

JOSÉ LUIS MEZA CABAÑAS

TUTOR

DRA. LINA MARIETH HOYOS CAMPO



CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx., 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de datos del Jurado

1. Datos del alumno

Meza

Cabañas

José Luis

47 56 11 44

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

311314317

2. Datos del tutor

Dra.

Lina Marieth

Hoyos

Campo

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Mayo

Villagrán

Muniz

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Fernando

Ramírez

Matínez

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Antonio Marcelo

Juárez

Reyes

6. Datos del sinodal 4

Dr.

John Alexander

Franco

Villafañe

A mi familia.

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán, por enseñarme tanto de la física a través de sus cursos que desbordaban pasión por la ciencia, los cuales yo disfrutaba porque siempre transmitían que el asombro y curiosidad nunca se deben de perder; así como agradezco el abrirme las puertas de su laboratorio donde he aprendido tanto. Agradezco al Dr. Fernando Ramírez Martínez por todo su apoyo a lo largo de este proyecto, sus enseñanzas y discusiones de la física siempre me sacaban de toda duda. Agradezco al Dr. Jesús Flores Mijangos por todo su apoyo en el laboratorio, su paciencia y por prestar de su sabiduría en cualquier obstáculo que se presentara, enseñándome que hay que disfrutar hasta del mas pequeño desafío pues siempre podemos aprender más. Al M. en C. Eduardo Navarro por su siempre oportuna ayuda y por sus consejos en el arte de la física experimental. Agradezco a J. Rangel por su apoyo en la construcción de equipo de laboratorio, pieza clave en el desarrollo de este proyecto. Por último quiero agradecer a la Dra. Lina Marieth Hoyos Campo por toda su labor y esfuerzo al dirigir este proyecto, por confiar en mi; dándome la oportunidad de trabajar en algo tan bello como lo es la física. Le agradezco por siempre verle el lado positivo a las cosas, por animarme a pesar de mi pesimismo y por haberme enseñado tanto, pero sobre todo le agradezco por su paciencia. También quiero agradecer a los siguientes proyectos, ya que gracias a estos se pudo llevar a cabo este trabajo. Agradezco a PAPIIT IN107317 "Espectroscopia de precisión en átomos fríos", a SEP-CONACyT CB-2016-01 285289 "Espectroscopías láser de precisión en rubidio atómico", al Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia Ultrafría e Información Cuántica (LANMAC) No. 179616.

Resumen

En la primera parte de la tesis se discute la teoría necesaria para entender el funcionamiento de una trampa magneto-óptica, la cual es la encargada del enfriamiento y confinamiento de los átomos. Se discuten algunos sistemas de espectroscopia como lo es la espectroscopia de polarización, el cual es el método utilizado en el laboratorio para el anclado en frecuencia de los láseres involucrados en el enfriamiento de los átomos. A su vez se discuten las características y el funcionamiento de estos láseres. Se discuten métodos para la caracterización de la trampa magneto-óptica. Se revisan brevemente las características de los átomos de Rydberg. También se discute como lograr la caracterización de una cámara CCD para ubicar el rango donde es posible trabajar con la cámara sin saturación.

En la segunda parte se presenta un sistema automatizado que consiste de un programa en LabView que controla obturadores mecánicos, un obturador eléctrico encargado de la generación de campo magnético y el control de una cámara CCD encargada de la adquisición de imágenes de la nube de átomos fríos. Se presenta la implementación de este sistema caracterizando la trampa magneto-óptica en temperatura y en número de átomos atrapados. En el laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la U.N.A.M. se han generado átomos de Rydberg con número cuántico principal $n = 20$ a través del camino de excitación $5S \rightarrow 6P \rightarrow 20S$. Esto se lleva a cabo mediante la excitación de átomos térmicos de Rubidio encapsulados en una celda de vidrio. La excitación es gracias a láseres de 420 nm y de 1050 nm. Dado que esto mismo se busca lograr para átomos fríos, en la presente tesis se presenta un experimento que tiene como objetivo caracterizar el comportamiento de la nube de átomos fríos en presencia de radiación de 420 nm. Esta involucra el primer paso de la generación de átomos de Rydberg, la transición $5S \rightarrow 6P$.

CONTENTS

I. Introducción	6
II. Trampa Magneto Óptica	9
A. Átomo de rubidio	9
B. Efecto Zeeman	12
C. Átomos de Rydberg	13
D. Enfriamiento láser	14
1. Fuerza de frenado	14
E. Espectroscopias	16
1. Ensanchamiento Doppler	16
2. Espectroscopia de saturación	17
3. Espectroscopia de polarización	19
F. Anclado láser	22
G. Láseres	29
1. Láseres de cavidad externa	29
2. Haz de atrapamiento, rebombeo e imagen	31
3. Láser de 420 nm	31
III. Caracterización de una trampa Magneto Óptica (MOT)	32
A. Caracterización de la MOT	36
1. Tiempo de Vuelo (TOF)	36
2. Imagen de absorción	37
B. Azul en la MOT	40
IV. Desarrollo experimental parte 1: automatización de toma de datos	42
A. Obturadores	42
1. Interruptor de campo magnético	42
2. Obturador de haces láser	43
B. Cámara	44
C. Programa de LabView	50
V. Desarrollo experimental parte 2: caracterización de la MOT	57

	5
A. Tiempo de vuelo (TOF)	57
B. Densidad de átomos: Imagen de absorción	62
C. Incidencia de radiación de 420 nm en la nube de átomos fríos	62
VI. Conclusiones	65
VII. Perspectivas	66
Referencias	67

I. INTRODUCCIÓN

El atrapamiento de átomos es la culminación de más de tres siglos de investigación científica, comenzando con las leyes de I. Newton que nos brindan las reglas fundamentales de la mecánica, pasando por el electromagnetismo, el cual se logra unificar y está compactado en las elegantes ecuaciones de C. Maxwell. Continuando con M. Planck que en 1900 revolucionó la ciencia con el descubrimiento de la mecánica cuántica, pasando por A. Einstein explicando el efecto fotoeléctrico basado en las recientes ideas cuánticas de M. Planck; llegando a N. Bohr explicando los espectros de emisión y absorción con sus ideas revolucionarias acerca del átomo y con parada en el descubrimiento del láser. Finalmente en 1997 se le otorgó el premio Nobel de Física a Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji y William D. Phillips por el "desarrollo de métodos para el enfriamiento y atrapamiento de átomos con luz láser", pues fueron ellos quienes dieron cabida a una nueva tecnología. Los átomos fríos han sido estudiados exhaustivamente en los últimos años, logrando estudiar átomos que se mueven tan lento que podemos controlar sus transiciones entre niveles energéticos a voluntad [1]. Podemos crear átomos exóticos que nos ayuden a vislumbrar más acerca de la naturaleza del átomo, de la materia en si [2]. Esta tecnología puede utilizarse para la computación cuántica [3], para obtener condensados de Bose-Einstein los cuales a su vez tienen aplicaciones de estudio de ciencia básica como en vórtices [4], e incluso puede utilizarse para realizar gravimetría [5]. Es un descubrimiento revolucionario y la idea es tan sencilla pero a la vez tan hermosa. Sabiendo que la materia interacciona con la luz, podemos entender el principio básico del enfriamiento láser que consiste en estar conscientes de que los átomos pueden absorber fotones y también los reemiten, pero no sólo reemiten si no que también intercambian momento con ellos. Si hacemos esto miles de veces por segundo eventualmente el átomo reducirá su energía cinética, alentándolo, enfriándolo. Así se puede llegar cotidianamente a temperaturas de decenas a centenas de micro-Kelvin. Estas temperaturas son logradas en regiones pequeñas del espacio, siendo estos los puntos mas fríos del universo (al menos hasta donde hemos observado). Actualmente en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la U.N.A.M. se tiene una trampa magneto-óptica donde se logran enfriar átomos a temperaturas increíbles siendo uno de los puntos mas fríos de todo México. Con esta tecnología se busca producir átomos de Rydberg fríos, lo cual se logra a través de un camino de transiciones inducidas por varios láseres en una nube de átomos fríos. El

objetivo es estudiar su comportamiento y realizar una espectroscopia de los niveles $n \geq 20$. Pero esto requiere de un control preciso del orden de microsegundos en la creación de la nube de átomos fríos, como la incidencia de haces que primero forman la nube, luego crean los átomos de Rydberg y finalmente con mas luz se realiza la espectroscopia. Por esta razón se necesita un sistema automatizado capaz de tener un control así de preciso. En esta tesis se muestra la implementación de un sistema que busca controlar los procesos tanto de enfriamiento como de excitación.

Esta tesis consta de seis capítulos brevemente explicados a continuación:

- Capítulo I: en la introducción se da un breve resumen de lo que se encuentra en cada una de las secciones. En esta se habla un poco del propósito de cada uno de los temas tratados en los capítulos y subcapítulos subsecuentes.
- Capítulo II: Trampa Magneto Óptica, en este se explica la teoría relacionada con el funcionamiento y la construcción de una trampa magneto-óptica. Se estudia la estructura energética del átomo de rubidio, elemento usado para el enfriado láser. Se revisa el efecto Zeeman y su acción en la estructura hiperfina del átomo de rubidio, la cual es fundamental para entender la técnica de enfriamiento láser. Se habla de los átomos de Rydberg y sus propiedades, así como el porqué queremos estudiarlos. Se discute el fenómeno de enfriamiento láser que hace posible el atrapamiento de átomos. Se discuten brevemente algunas técnicas de espectroscopia como los son: espectroscopia de absorción, absorción saturada y de polarización. Se habla del anclado en frecuencia y como se lleva a cabo. Se discute sobre el tipo de láseres utilizados en el experimento, sus componentes y las herramientas que poseen para lograr el anclado en frecuencia.
- Capítulo III: Caracterización de una Trampa Magneto Óptica (MOT), se describen los métodos de caracterización de una trampa magneto-óptica. Se explica en que consiste el método de tiempo de vuelo (TOF) y el método de imagen de absorción. También se explica el método utilizado para la creación de átomos de Rydberg. Con un poco mas de detalle se estudia el primer paso para la generación de átomos de Rydberg lo cual requiere del uso de radiación de 420 nm.
- Capítulo IV: Desarrollo experimental parte 1: Automatización, se presenta la primera

parte del desarrollo experimental, se describe la parte de automatización del sistema de espectroscopia pulsado. Se explica como se construyeron y el funcionamiento de los obturadores mecánicos y el interruptor de campo magnético. Se presenta un programa en LabView encargado de controlar la adquisición de imágenes necesarias para la caracterización de la trampa, así como la sincronización de los obturadores con una cámara CCD. Se presenta la caracterización de una cámara CCD Guppy F-044, determinando la región en potencias donde tiene un comportamiento lineal sin saturación.

- Capítulo V: Desarrollo experimental parte 2: caracterización de la MOT, en este capítulo se muestran los resultados obtenidos de la caracterización de la trampa utilizando los métodos descritos en la sección III. También se presenta un estudio sobre la incidencia de radiación de 420 nm en la nube de átomos fríos y se determina una región en potencia lineal, donde se puede realizar experimentos a futuro que verifiquen que los átomos están siendo llevados a los niveles necesarios para la producción de átomos de Rydberg.
- Capítulo VI: Conclusiones, en este se discuten las conclusiones de este trabajo, así como las perspectivas para experimentos futuros.
- Capítulo VII: Perspectivas, en este capítulo se discuten las perspectivas para el trabajo a futuro.

II. TRAMPA MAGNETO ÓPTICA

En este capítulo se discutirán los mecanismos necesarios para lograr el atrapamiento de átomos por medio de enfriamiento láser. Se discutirá la estructura atómica del rubidio y su relación con luz polarizada y un campo magnético cuadrupolar. También, las técnicas del anclado y estabilización en frecuencia de láseres usados en la espectroscopia de polarización.

A. Átomo de rubidio

El rubidio (Rb) es el elemento número 37 de la tabla periódica, tiene un peso atómico de 85.4678u. Se encuentra ubicado en el quinto periodo y en la familia I, perteneciendo así a la familia de los metales alcalinos. Su electrón de valencia se encuentra en el número cuántico principal $n = 5$. Su configuración electrónica es $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^6, 5s^1$ y al poseer solo un electrón en el último nivel de energía (electrón de valencia), provoca que al átomo de rubidio se le denomine un átomo hidrogenoide, es decir, con un comportamiento similar al del átomo de hidrógeno. Existen dos isótopos de rubidio encontrados en la naturaleza. El isótopo ^{85}Rb presente con un porcentaje del 72 % y el isótopo ^{87}Rb con un 28 %. El primero tiene un espín nuclear $I = \frac{5}{2}$ y el segundo $I = \frac{3}{2}$.

Como se mencionó el átomo de rubidio tiene un electrón de valencia el cual posee momento angular orbital l , a su vez el electrón tiene un espín s . La suma de estos dos momentos angulares da lugar a un momento angular total J . Los valores que puede tomar J son $|l - s| \leq J \leq l + s$. En un acoplamiento LS se tendrá entonces que el momento angular total lo proporciona el electrón en la última capa $L=l$ y el momento $S=s$. La interacción entre el espín y el momento angular, interacción espín-órbita dependerá de la dirección relativa de los dos momentos, entonces para esto proyectamos uno de los momentos sobre el otro y la interacción estará dada por $V_{so} = A(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ [6]. Este acoplamiento nos dará una separación de los niveles degenerados para el nivel $5p^1$; a esto se le conoce como estructura fina del átomo. En el resto de esta tesis al haber un acoplamiento LS se utilizará la notación $n^{2s+1}L_j$. Esto da origen a la estructura fina para los primeros estados excitados del átomo de rubidio, la cual se muestra en la tabla I.

Tabla I: Energías y longitudes de onda necesarias para las transiciones mostradas en la segunda columna [7],[8].

Isótopo	Transición	Energía [eV]	λ [nm]
^{85}Rb	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$	1.559 590 695(38)	794.979 014 933(96)
^{85}Rb	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	1.589 049 139(38)	780.241 368 271(27)
^{87}Rb	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$	1.559 590 99(6)	794.978 850 9(8)
^{87}Rb	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	1.589 049 439(58)	780.241 209 686(13)

Existe una segunda interacción que es debida al espín nuclear I y al momento $J=j$, esto da lugar a un momento angular total F . Este nuevo acoplamiento de momentos angulares da de nueva cuenta una energía de interacción $V_{IJ} = (\mathbf{J} \cdot \mathbf{I})$ que provoca que los niveles tengan de nuevo un desdoblamiento que es conocido como estructura hiperfina. El momento angular total F tomará valores de $|I - J| \leq F \leq I + J$.

Para el átomo de ^{85}Rb el estado base $5^2S_{\frac{1}{2}}$ se desdoblará en los niveles con $F=2,3$ y para el átomo de ^{87}Rb se desdoblará los estados degenerados en $F=1,2$. En la figura 1 (a) y (b) se muestra un diagrama de niveles. Las reglas de selección para las transiciones finas e hiperfinas estarán dadas por $\Delta F = 0, \pm 1$ y $\Delta J = 0 \pm 1$ y $\Delta S = 0$ [6].

De la estructura hiperfina podemos observar un dato interesante. El estado 5^2P es el primer estado excitado del átomo de rubidio. Para el isótopo 85 el estado excitado se encuentra a 1.589 049 139(38) eV del estado base 5^2S esto quiere decir que para llevar al átomo a este estado excitado, necesitaríamos irradiarlo con fotones con una longitud de onda de 780.241 368 271(27) nm , mientras que para el isótopo 87, el primer estado excitado se encuentra a 1.589 049 439(58) eV. Lo que corresponde a fotones de 780.241 209 686(13) nm. Estos valores corresponden a luz en el rango del infrarrojo cercano, lo cual es un rango relativamente fácil de acceder con la tecnología actual de luz láser debido a que es posible obtener con facilidad diodos láser con emisión en esta longitud de onda los cuales pueden ser usados para la construcción, en el laboratorio, de sistemas láser de alta estabilidad. En la tabla I se muestran los valores de energía y su correspondiente longitud de onda para los isótopos 85 y 87.

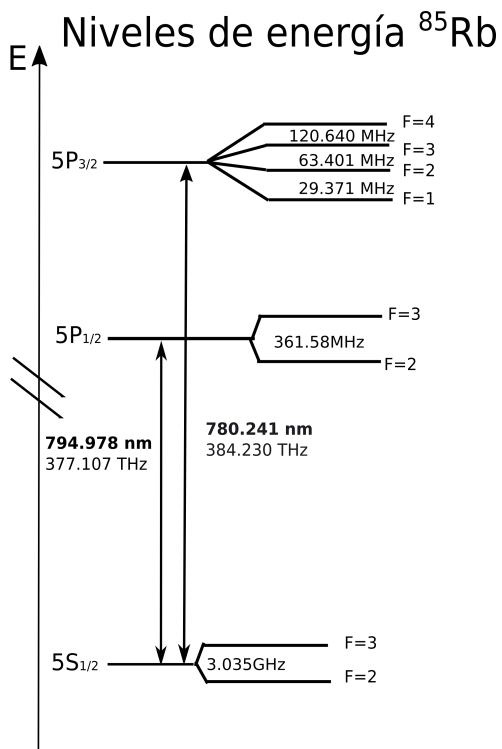
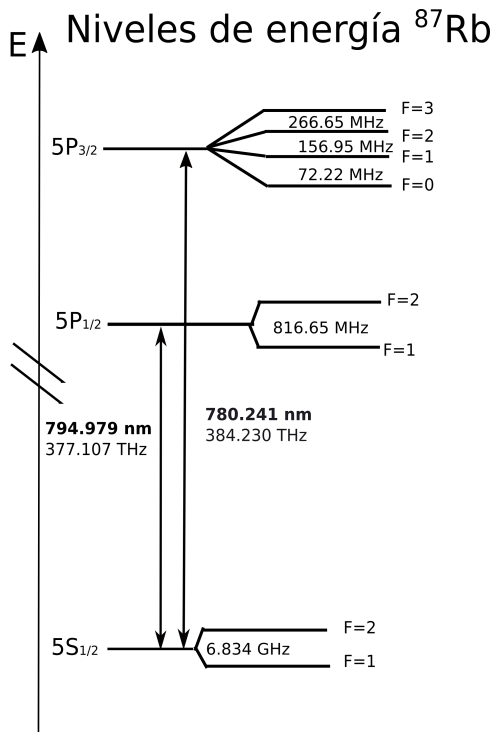
(a) Estructura hiperfina para ^{85}Rb [7].(b) Estructura hiperfina para ^{87}Rb [8].

Figura 1: En negritas se muestran los valores de longitud de onda entre los primeros dos niveles excitados y su equivalencia en frecuencia. Entre las proyecciones F se muestran los valores de desintonía.

B. Efecto Zeeman

Se le conoce como efecto Zeeman a la interacción de un átomo con un campo magnético externo B_{ext} . Esto significa que el espín del electrón de valencia, su momento angular y el espín nuclear tienen una respuesta a un campo magnético externo. Esta interacción se puede escribir como un Hamiltoniano efectivo de la siguiente forma[9]:

$$\mathcal{H}_z = -(\mu_s + \mu_L + \mu_I) \cdot \mathbb{B} = (g_s S_z + g_L L_z + g_I I_z) \mu_B B \quad (1)$$

donde L_z, S_z, I_z son las proyecciones de los operadores de momento angular en la dirección del campo magnético externo. La constante de proporcionalidad de la interacción de cada término con el campo magnético está pesada por g_s, g_L y g_I relativa a μ_B que es el magnetón de Bohr.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274009994 \times 10^{-24} \text{ JT}^{-1} \quad (2)$$

Como ya se explicó en la sección anterior, debido a la estructura fina del átomo tenemos un acoplamiento LS dando lugar al momento angular J. Esto nos reduce la expresión del Hamiltoniano efectivo a:

$$\mathcal{H}_z = -(\mu_J + \mu_I) \cdot \mathbb{B} = (g_J J_z + g_I I_z) \mu_B B \quad (3)$$

El acoplamiento del espín nuclear I y el momento angular J, da lugar al momento angular total F. Este entonces será el que interactúe con el campo magnético externo, siendo el Hamiltoniano efectivo entonces:

$$\mathcal{H} = -g_F \mu_F (\mathbf{F} \cdot \mathbf{B}) = -g_F \mu_F B F_z \quad (4)$$

donde g_F es el factor de Landé:

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)g_J}{2F(F+1)} \quad (5)$$

y el factor de Landé para J es:

$$g_J = \frac{1}{3} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (6)$$

Podemos describir la interacción por dos números cuánticos F y m_F que es la proyección del momento angular total en la dirección del campo \mathbf{B} . La energía de los nuevos estados que surgen por el efecto Zeeman está dada por:

$$E = g_F \mu_B B m_F \quad (7)$$

Esto nos genera entonces un desdoblamiento de los estados m_F .

C. Átomos de Rydberg

Los átomos de Rydberg son aquellos que tienen un número cuántico principal n alto ($n \geq 20$) [10]. Poseen propiedades que resultan ser de gran interés. En la actualidad han adquirido una relevancia notable al ser usados en dispositivos de información cuántica [3] gracias a su respuesta exagerada a campos magnéticos y eléctricos, así como al gran tamaño de su sección eficaz. Además de ser átomos con vida media relativamente larga (microsegundos).

Los primeros átomos de Rydberg surgen en la serie de Balmer y luego en la generalización encontrada gracias a los postulados de N. Bohr que brindan un nuevo modelo del átomo. Se puede deducir de la cuantización del momento angular (segundo postulado de Bohr) y de la energía entre dos niveles del electrón (tercer postulado de Bohr) el tamaño del radio atómico y la formula de Rydberg, las cuales se muestran en las ecuaciones 8 y 9 [11].

$$r = \frac{n^2 \hbar^2}{Z e^2 m k} \quad (8)$$

$$\Delta E_{12} = \frac{k^2 Z^2 e^4 m}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (9)$$

donde k es la constante de interacción Coulombiana, Z es el la carga nuclear, m la masa del electrón, n_1 es el nivel inicial y n_2 el nivel final. Se le conoce al producto $\frac{k^2 Z^2 e^4 m}{2 \hbar^2}$ como la constante de Rydberg (Ry). De estas dos ecuaciones para n altas como sucede con los átomos de Rydberg, la distancia entre niveles de energía decrece como $1/n^2$ mientras que el radio crece como n^2 .

Si colocáramos un campo eléctrico en la dirección z , el potencial al que estarían sujetos sería

$$V = -\frac{k}{|z|} + Ez \quad (10)$$

Si tomamos un número cuántico principal elevado tal que los electrones estén a miles de radios de Bohr de distancia del núcleo el campo de ionización iría como

$$E_c = \frac{Ry^2}{4kn^4} \quad (11)$$

Esto deja ver que tiene una interacción extrema con un campo eléctrico [11].

En particular los átomos de Rydberg en el laboratorio se pueden producir mediante la excitación por absorción de luz láser. Se utilizan láseres de distintas longitudes de onda que llevan a los átomos de un nivel de energía a otro, en un proceso por etapas, hasta alcanzar los niveles deseados. Un ejemplo de este control es para el átomo de rubidio que logra ser excitado al estado $20s$. Se utilizan láseres de $780nm \rightarrow 420nm \rightarrow 1050nm$ lo que lleva al átomo a los niveles $5s \rightarrow 6p \rightarrow 20s$.

D. Enfriamiento láser

1. Fuerza de frenado

El enfriamiento láser se basa en un principio fundamental de la física (segunda ley de Newton) y es que el cambio de momento lineal produce una fuerza. La luz posee momento lineal. Por medio del proceso de absorción de fotones por parte del átomo, es decir, por medio de la excitación de los electrones de un átomo, la luz puede intercambiar su momento $\hbar\vec{k}$ con los electrones resultando que al átomo se transfiere una fuerza. El fenómeno se repite millones de veces por segundo (para el átomo de rubidio y en la transición $5p \rightarrow 6p$ a un ritmo de 6 MHz) dando lugar a la presión de radiación:

$$P_{rad} = \frac{F_{rad}}{A} = \frac{I}{c} \quad (12)$$

Donde I es la intensidad de la luz, c la velocidad de la luz, F_{rad} es la fuerza de radiación y A el área de absorción. Esta fuerza dependerá de la tasa de intercambio de momento del átomo con la luz, entonces la presión de radiación dependerá de la intensidad de la luz que se haga incidir en el átomo. El producto $(I \times A)$ se le denomina potencia absorbida. Por ejemplo para

$IA = 1W$ la fuerza será de $F = 3.3 \times 10^{-9} N$. La energía necesaria para excitar un electrón es específica, esta energía la conocemos a partir de los niveles de energía dados por la estructura fina e hiperfina de los átomos. La energía de los fotones es $E = \hbar\omega$, si quisiéramos excitar un electrón mediante la absorción de fotones es necesaria una frecuencia muy específica para lograrlo. Es por esta razón que se utilizan láseres que emiten con un ancho de banda espectral muy pequeño, siendo luz aproximadamente monocromática, emitiendo a una frecuencia ω . Sin embargo, esta tasa de absorción también depende de consideraciones geométricas, es decir el área efectiva de absorción de los átomos. Para un átomo de dos niveles esta sección transversal efectiva se escribe como $\sigma_{eff} = \frac{6\pi c^2}{\omega_o^2} \frac{A_{21}}{\Gamma}$ donde ω_o es la frecuencia de la radiación, A_{21} es el coeficiente de Einstein para la transición 1 a 2 y gamma la probabilidad de esa transición, para un sistema de dos niveles $A_{21} = \Gamma$. Luego

$$F = \frac{-\sigma_{eff} I}{c} \quad (13)$$

También esta fuerza dependerá de la tasa a la que los átomos absorben la luz, así la fuerza que siente el átomo será:

$$F_{dispersión} = (\text{momento del fotón}) \times (\text{tasa de dispersión}) \quad (14)$$

entonces si tenemos un átomo de dos niveles, el base y excitado, donde la tasa de dispersión se puede escribir como:

$$R = \hbar k \frac{\Omega}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Omega^2} \quad (15)$$

donde $\delta = \omega - \omega_o + k\nu$ es la desintonía de la frecuencia ω emitida por el láser, ω_o es la frecuencia de transición tomando en cuenta el efecto Doppler con corrimiento $k\nu$, I_{sat} es la intensidad de saturación de la transición, Γ es la tasa de decaimiento de la transición y Ω es la frecuencia de Rabi. La frecuencia de Rabi (Ω) y la intensidad de saturación (I_{sat}) están relacionadas mediante $I/I_{sat} = 2\Omega^2/\Gamma^2$. Si los fotones poseen momento $\hbar k$ entonces la fuerza resultante será:

$$F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Omega^2} \quad (16)$$

E. Espectroscopias

La espectroscopia es el estudio de la interacción de la radiación con la materia. Esta técnica tiene aplicaciones muy variadas en la física, como lo son la identificación de elementos y el estudio de la estructura de la materia[12]. Tiene un lugar en la historia del desarrollo de la física muy importante, pues es a través de estos experimentos que se da pie al desarrollo de la mecánica cuántica, por ejemplo: condujo al modelo que N. Bohr propuso en 1913 para el átomo [13].

1. *Ensanchamiento Doppler*

Las técnicas espectroscópicas tienen limitantes de resolución debido a diversos factores a la hora de realizar las mediciones, uno de estos es el ensanchamiento del espectro de absorción o de emisión por efecto Doppler. En esta sección se describe como afecta a las líneas espectrales y un método para disminuir su efecto en la medición.

El ensanchamiento por efecto Doppler ocurre debido a que los átomos están en movimiento, causando que haya un desplazamiento relativo entre el observador (átomo) y la fuente de luz (láser). El efecto Doppler es el cambio relativo de la frecuencia de la radiación electromagnética debido al movimiento relativo entre la fuente de radiación y un observador. La frecuencia relativa se puede escribir como se muestra en la ecuación 17.

$$\omega' = \omega - k\nu \tag{17}$$

Donde ω' es la frecuencia medida por el observador, ω es la frecuencia de la radiación emitida por una fuente, k es el número de onda de la radiación y ν la velocidad relativa entre el observador y la fuente. En principio los átomos son libres de moverse en cualquier dirección. Supongamos que el átomo se mueve en dirección del vector de onda k , entonces dependiendo si es en dirección paralela o antiparalela, este observará una frecuencia dada por la ecuación (17). Una imagen representativa de este efecto se puede observar en la Figura 2 [9].

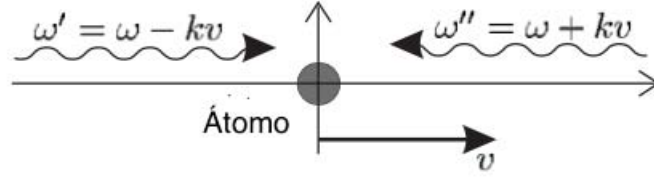


Figura 2: Efecto Doppler para un átomo, imagen tomada del libro de C.J. Foot[9]

Los átomos absorberán radiación cuando $\delta = \omega - \omega_o = kv$, lo cuál para un conjunto de átomos con velocidad ν y $\nu + d\nu$ tendrá una distribución de Maxwell-Boltzmann dada por:

$$f(\nu)d\nu = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_B T}} \exp\left(-\frac{M\nu^2}{2k_B T}\right) d\nu = \frac{1}{u\sqrt{u}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{u^2}\right) d\nu \quad (18)$$

Lo cual describe un perfil de línea gaussiano con $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ siendo la velocidad más probable del sistema. Este tendrá su máximo cuándo $\omega = \omega_o$ y llegará a la mitad de la altura cuando $\omega - \omega_o = \delta_{\frac{1}{2}}$ usando que $\delta/\omega_o = \nu/c$, entonces

$$\frac{c\delta_{\frac{1}{2}}}{u\omega_o} = \ln(2) \quad (19)$$

Resultando en que el ensanchamiento Doppler tiene un ancho a media altura (FWHM) de:

$$\Delta\omega = 2\sqrt{2}\frac{u}{c}\omega_o \quad (20)$$

Si consideramos temperatura ambiente de 296 K el ensanchamiento Doppler para el ^{85}Rb a $\omega_o = 384.496 \text{ THz}$ (780.241 nm) será aproximadamente de 368.958 MHz lo cual es mayor que la estructura hiperfina del átomo de rubidio. Lo que nos dice esto es que si tenemos presente este ensanchamiento no podremos resolver la estructura hiperfina necesaria para el atrapamiento de los átomos, por lo que necesitamos técnicas que eliminen este ensanchamiento.

2. Espectroscopia de saturación

A continuación estudiaremos una de las técnicas más comunes de espectroscopia que tienen como ventaja la eliminación del ensanchamiento Doppler visto en la sección anterior.

Teniendo la imagen de un sistema de dos niveles en mente, al absorber radiación los átomos pasan del estado base a un estado excitado. Sea $N_1(\nu)$ la densidad de población de átomos en el estado base y $N_2(\nu)$ la densidad de población en el estado excitado. La cantidad $N_1(\nu) - N_2(\nu)$ se ve afectada dependiendo de la intensidad de la radiación, la sección transversal de absorción y la tasa de absorción. En la espectroscopia de absorción saturada se utilizan dos haces de luz láser, sintonizados a la misma frecuencia. Estos haces pueden provenir del mismo láser. Al haz más intenso se le denomina de bombeo (pump) y al menos intenso se le conoce como señal (probe). El haz de bombeo tiene una intensidad cercana a la intensidad de saturación. Al interactuar el haz de bombeo con los átomos, este lleva a la mayoría de los átomos al estado excitado, creando una disminución en la absorción del haz señal, pues deja pocos átomos en el nivel del estado base disponibles para absorber el haz señal. Si comparamos los espectros de absorción del haz señal con y sin haz de bombeo, vemos que se crea una diferencia en ciertas regiones. El tamaño de estas diferencias está dado por [9]:

$$\Delta\omega_{dif} = \Gamma\left(1 + \frac{I}{I_{sat}}\right)^{1/2} \quad (21)$$

Una figura que representa el proceso de saturación se puede observar en la Figura 3. En ella se muestra una comparación en el espectro de absorción con y sin la presencia del haz de bombeo, este crea una saturación en la absorción de fotones provenientes del haz señal.

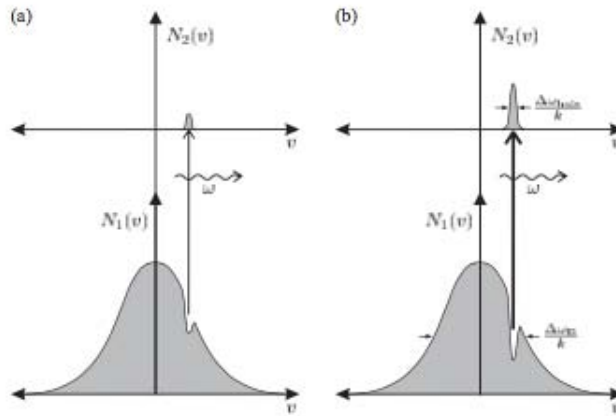


Figura 3: (a) Saturación por un haz de bombeo débil, de esta forma el haz de bombeo no lleva muchos átomos al estado $N_2(\nu)$ en comparación con (b) un haz de bombeo muy intenso crea un cambio significativo en la población $N_1(\nu)$ [9]

Este fenómeno nos brinda información sobre la frecuencia de absorción de los átomos que estamos estudiando, además de que se deshace del ensanchamiento Doppler ya que sólo selecciona átomos que ven a la luz con la frecuencia adecuada.

Cabe destacar el fenómeno que se le conoce como Cross-over. Este fenómeno se debe a que los átomos se mueven en distintas direcciones y velocidades, generando picos extra entre líneas de absorción para un espectro de absorción saturada. Estos se producen a la mitad en frecuencia entre dos líneas espectrales. Si se tiene un sistema con tres niveles, con transiciones a frecuencia ω_{12} y ω_{13} cuando el sistema absorbe luz, surge una competencia entre la población de los dos niveles superiores. Hay átomos que pasan del nivel 1 al nivel 2 y esto reduce el número de átomos disponibles para poblar el nivel 3 y viceversa, es decir que la presencia de una segunda transición afecta la absorción de la primera creando así huecos entre transiciones. Este efecto puede ser beneficioso para ciertos experimentos ya que brindan información extra, pudiendo usar estos cross-overs como regla de calibración en escala de frecuencia para la medición de los espectros.

3. *Espectroscopia de polarización*

La espectroscopia de polarización es un segundo método cuya ventaja es tener un espectro libre de ensanchamiento Doppler e incluso ir a escalas sub-Doppler, lo que quiere decir que se producirán espectros con una resolución mayor a la magnitud del ancho del ensanchamiento Doppler dado por la ecuación 20.

La espectroscopia de polarización típicamente se realiza al hacer interactuar una muestra con dos haces contrapropagantes. Los haces pueden provenir del mismo láser. Los haces que se utilizan tienen distintas intensidades, al igual que en la espectroscopia de saturación el más intenso (cercano a la intensidad de saturación) se denomina bombeo (pump) y al otro señal (probe). Sin embargo, en este método el haz de bombeo se hace pasar por una lamina de cuarto de onda, de tal forma que la luz tenga polarización circular. Mientras que el haz de prueba se prepara con polarización lineal. El hecho de que el haz de bombeo esté polarizado circularmente crea una birrefringencia en el medio, afectando el coeficiente de absorción del medio y provoca que el haz linealmente polarizado, salga con una polarización elíptica [14]. Este cambio en la polarización del haz señal es censado por dos fotodetectores que están después de un divisor polarizante (como se puede observar en la figura 4). Este

cubo transmite luz horizontalmente polarizada con intensidad I_x y refleja luz verticalmente polarizada con intensidad I_y . El haz señal se hace pasar por una lamina de media longitud de onda, con el fin de rotar el eje de polarización para que al pasar por el cubo polarizante el haz se divida exactamente a la mitad en ambos caminos. Con la señal de los fotodiodos se realiza la resta de intensidades $I_x - I_y$ que en este caso es cero. Al hacer incidir el haz de bombeo creando la birrefringencia, cambia el estado de polarización del haz señal, cambiando la potencia en cada brazo del divisor de haz polarizante, esto se traduce a que se tiene una diferencia de intensidades en los fotodiodos $I_x - I_y$ distinta de cero. Se muestra un esquema de un arreglo experimental para los espectros de polarización en la figura 4 [12].

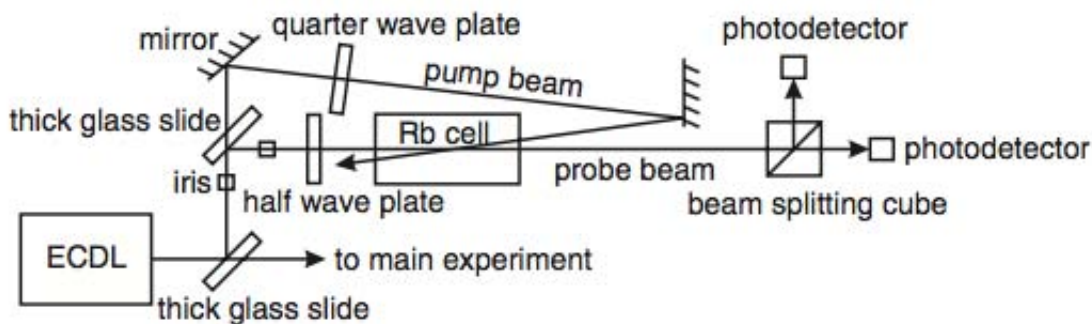


Figura 4: Esquema experimental de una espectroscopia de polarización utilizando un solo láser y una celda de rubidio. Figura tomada del artículo de C.P. Pearman [12].

Para ^{85}Rb se tiene espín nuclear $I = 5/2$, teniendo entonces que el momento angular total es $F = I \pm 1/2$ y sus respectivas proyecciones m_F . Luego la luz del haz de bombeo circularmente polarizado provocará transiciones σ_{\pm} dependiendo si es circular derecho o izquierdo. Estas transiciones siguen la reglas de selección del dipolo eléctrico $F = 0, \pm 1$. Sin embargo la polarización afecta el ocupamiento de los átomos de las proyecciones $m_F = \pm 1$ dependiendo de la polarización σ_+ derecha o σ_- izquierda; creando esto la anisotropía en el medio. Esto se ve representado esquemáticamente en la figura 5 [12].

La información utilizada en esta espectroscopia es la diferencia $I_x - I_y$, y a esta señal que se le conoce como señal de dispersión. En la figura 6 se puede ver la comparación entre la señal obtenida mediante una espectroscopia de saturación y la señal de dispersión obtenida a través de una espectroscopia de polarización. La señal de dispersión puede ser de mucho mas utilidad y esto libre del ensanchamiento intrínseco de una señal de saturación.

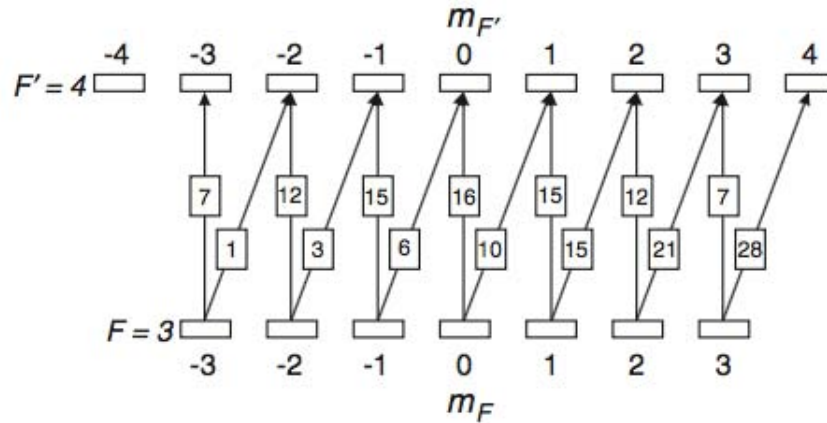


Figura 5: Proyecciones promovidas por la polarización circular del haz de bombeo para las proyecciones m_F . Los números en las líneas verticales son las probabilidades de transición en ausencia del haz del rebombeo. Mientras los número en las líneas diagonales son las probabilidades de transición en presencia del haz de rebombeo. Notamos que la presencia del haz de rebombeo circularmente polarizado rompe la simetría, promoviendo las transiciones a m_F mayores. Figura tomada del artículo de C.P. Pearman [12].

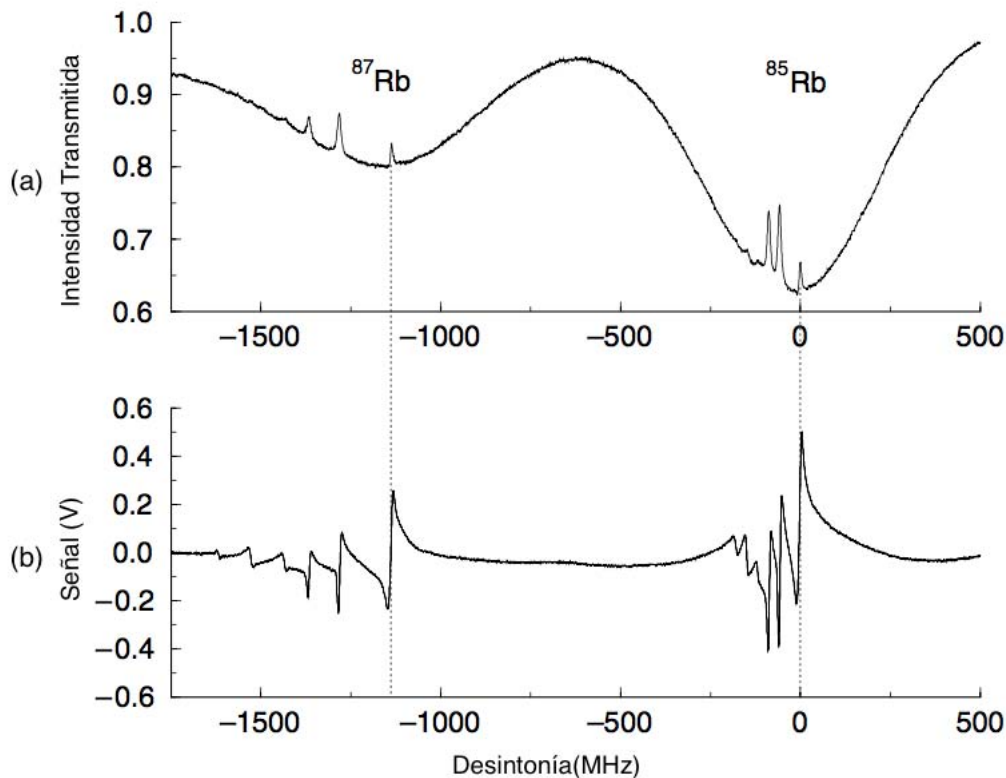


Figura 6: Comparación entre la señal para los isótopos de Rb entre una señal de transmisión (a) y una señal de dispersión (b) obtenida de la resta de intensidades detectadas por los fotodiodos. En esta se muestra para ^{87}Rb las primeras transiciones de $F = 2 \rightarrow F'$ y para ^{85}Rb $F = 3 \rightarrow F'$. Figura tomada del artículo de C.P. Pearman [12].

F. Anclado láser

El atrapamiento de átomos requiere de luz láser a frecuencias muy específicas, quisiéramos que el proceso de absorción y remisión de fotones sea continuo para que se produzca el enfriamiento láser. Para esto se utiliza una transición cíclica, es decir que se hará incidir sobre los átomos luz, así los átomos absorberán fotones y al remitirlos, además de enfriarse, regresarán al estado base listos para volver a absorber luz. Sin embargo, debido al ancho de línea del láser y al constante movimiento de los átomos que entran y salen de la región de interacción con la luz, no sólo se produce la transición cíclica entre dos niveles, si no que se poblan varios otros. Esto baja la eficiencia del atrapamiento, pues átomos que no están en la transición cíclica deseada, están en un estado que no pueden absorber la luz del haz de enfriamiento, a este estado se le conoce como estado oscuro. Para evitar que esto pase, se utiliza un segundo haz denominado de rebombeo, el cual tiene como función regresar cualquier átomo que esté en el estado oscuro al estado base y dejarlo disponible para que entre en la transición cíclica. Como se muestra en la figura 7 para ^{85}Rb se utilizan como la transición cíclica las transiciones de los niveles $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ entre los estados $F = 3 \rightarrow F' = 4$ y para el haz de rebombeo entre los estados $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Mientras que para ^{87}Rb se utilizan entre los estados $F = 2 \rightarrow F' = 3$ para haz de enfriamiento y $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Esto sigue las reglas de selección $\Delta F = \pm 1$. La ventaja de utilizar estos estados es que la longitud de onda de la luz necesaria para producir las transiciones está en el rango infrarrojo lo cual hace asequible construir o adquirir láseres en estas longitudes de onda. Este proceso involucra que tanto el haz de atrapamiento como el de rebombeo se encuentren a una frecuencia muy específica, y que se mantengan estables, esto es a lo que se le denomina anclado en frecuencia.

Para lograr el anclado recurrimos entonces a la espectroscopia de polarización. Cada láser tiene su propio sistema de espectroscopia como el que se muestra en la figura 4. Con esta podemos lograr señales de dispersión que nos indican donde se encuentran las transiciones deseadas. Se muestran en las figuras: 9,10, 11 y 12 como lucen los espectros de polarización para las distintas transiciones de ambos isótopos. En estas se muestran los cross-overs y las transiciones atómicas.

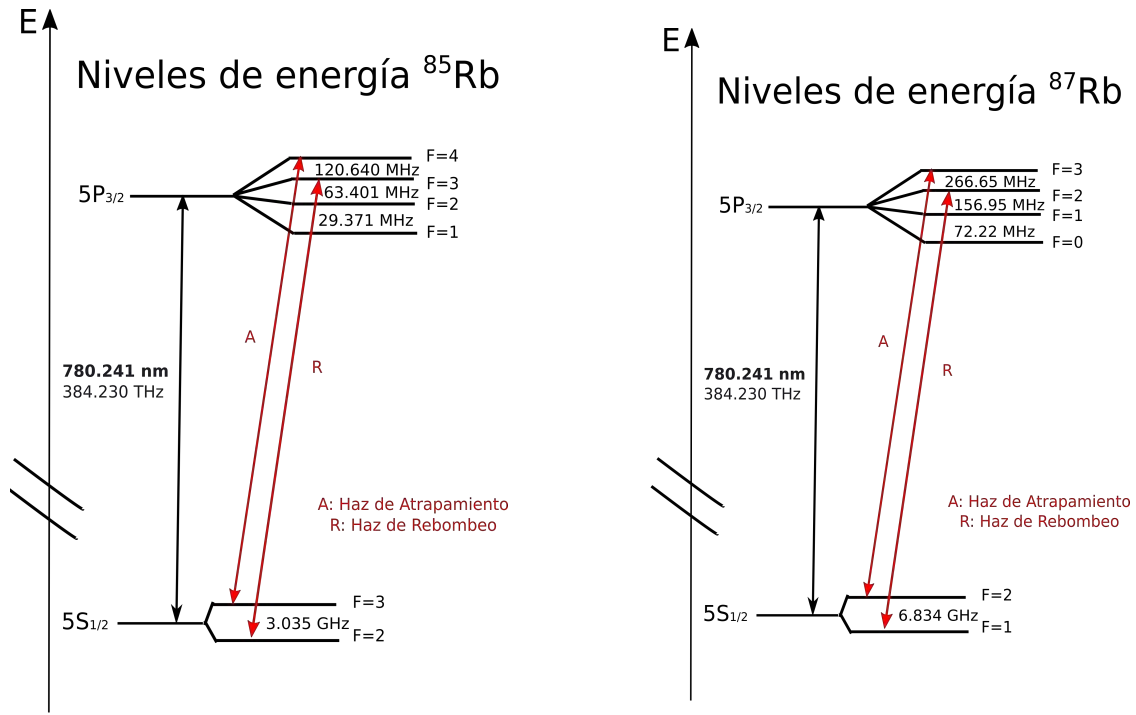
(a) Niveles energéticos para ^{85}Rb [7].(b) niveles energéticos para ^{87}Rb [8].

Figura 7: Niveles utilizados para la transición cíclica de enfriamiento (a) y la utilizada para rebombeo (b). En negro se muestran los valores de longitud de onda entre los primeros dos niveles excitados y entre las proyecciones F se muestran los valores de desintonía.

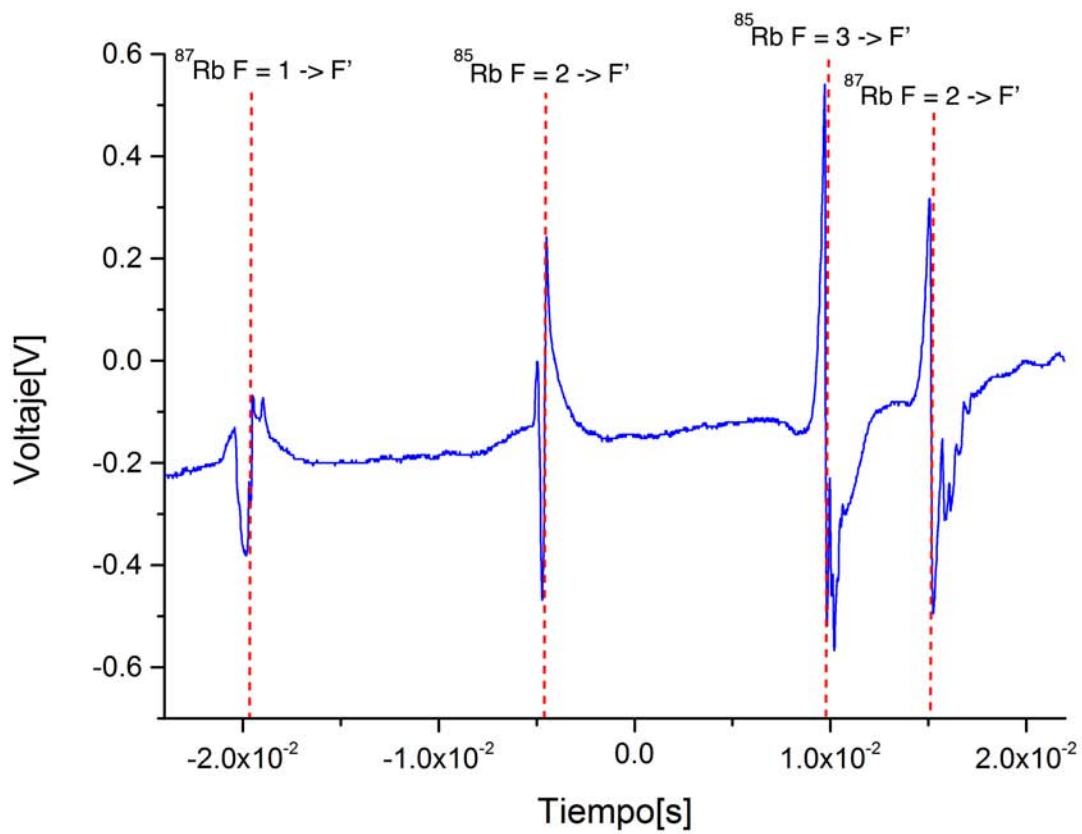


Figura 8: Espectros de polarización para ^{85}Rb y ^{87}Rb transiciones de ($F \rightarrow F'$). En esta gráfica podemos observar los cuatro posibles conjuntos de transiciones.

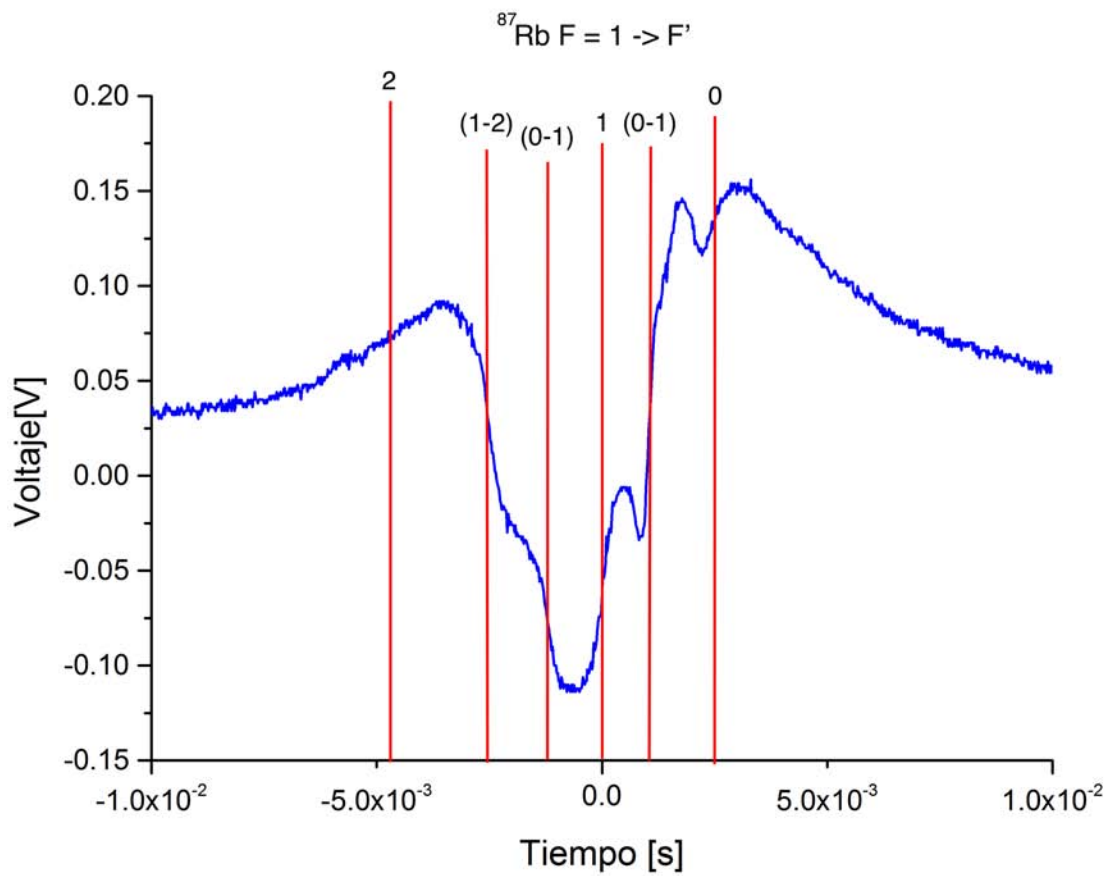


Figura 9: Espectro de polarización para ^{87}Rb , transiciones de $F = 1$ a $F' = 0, 1, 2$ y sus respectivos "cross-over" ($F \rightarrow F'$).

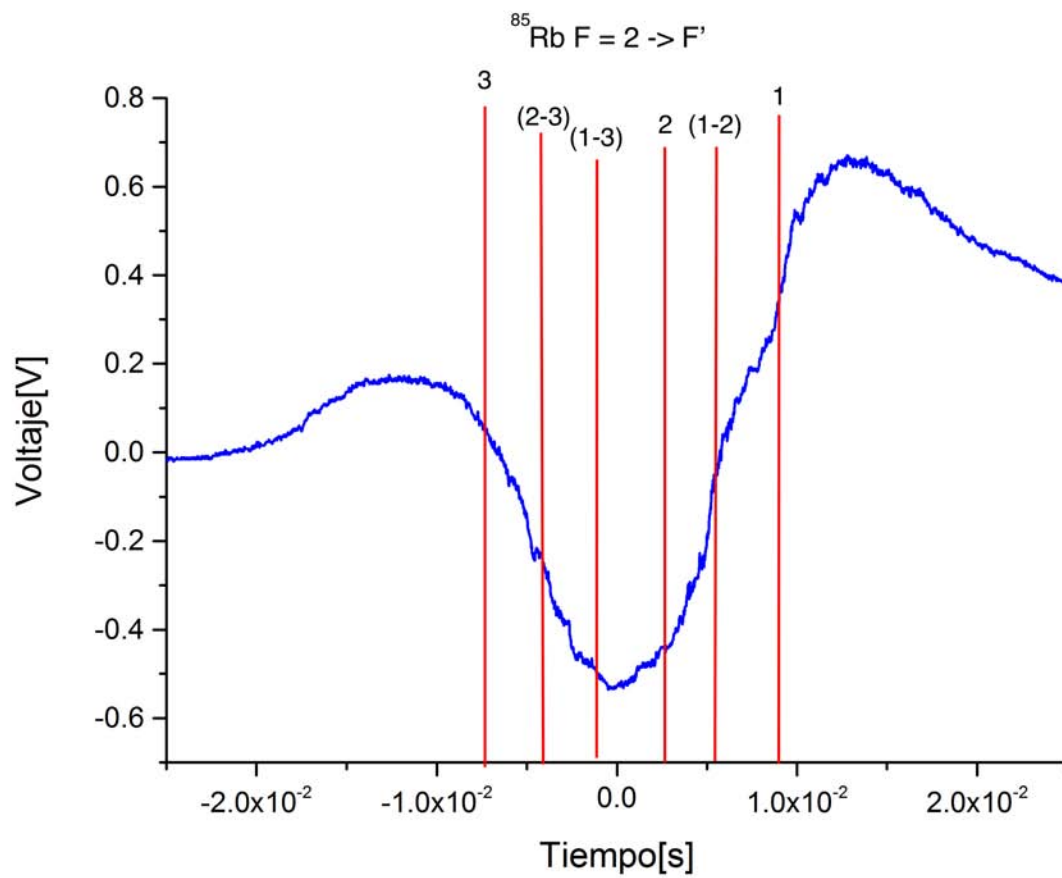


Figura 10: Espectro de polarización para ^{85}Rb , transiciones de $F = 2$ a $F' = 1, 2, 3$ y sus respectivos "cross-over" ($F \rightarrow F'$)

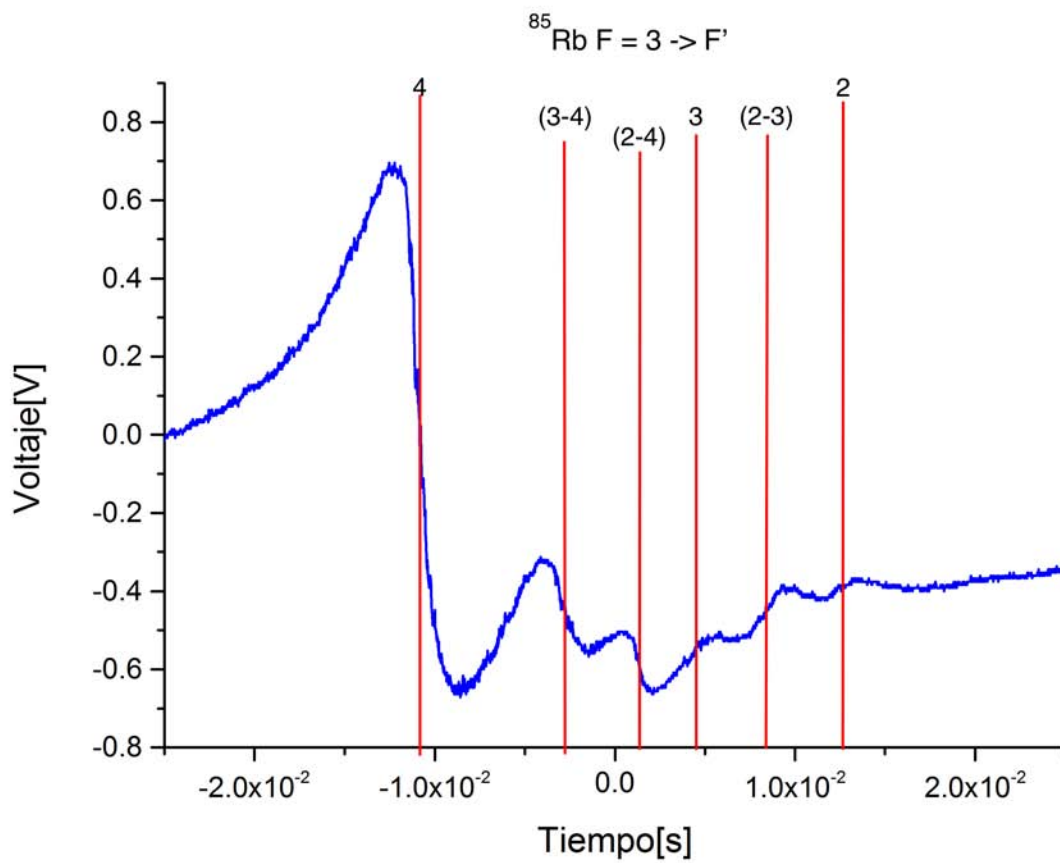


Figura 11: Espectro de polarización para ^{85}Rb , transiciones de $F = 3$ a $F' = 2, 3, 4$ y sus respectivos "cross-over" ($F \rightarrow F'$)

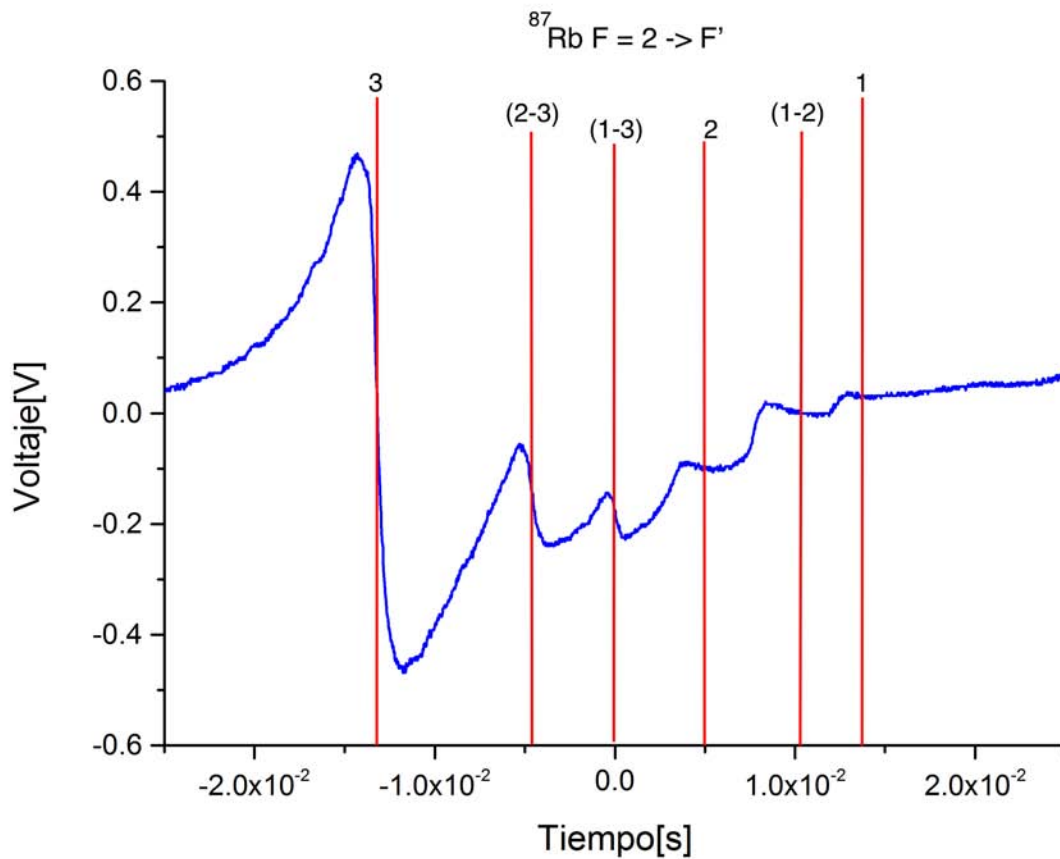


Figura 12: Espectro de polarización para ^{87}Rb , transiciones de $F = 2$ a $F' = 1, 2, 3$ y sus respectivos "cross-over" ($F \rightarrow F'$)

Los controladores láser reciben la señal de dispersión y son capaces de anclar utilizando la pendiente de la curva de dispersión de la transición a la que queremos dejar fijo el láser. Este se encarga de mantener la temperatura del láser estable y el tamaño de la cavidad constante (voltaje fijo al piezoeléctrico), para una explicación más detallada del funcionamiento de los láseres utilizados ver sección II G 2.

G. Láseres

Como se menciona en el sección II F para atrapar átomos de Rubidio se utiliza un haz de enfriamiento y un haz de rebombeo, lo cual duplica el número de haces necesarios, seis de enfriamiento y seis de rebombeo. En esta sección se describe el funcionamiento de los láseres utilizados en el experimento.

1. Láseres de cavidad externa

Los haces utilizados en el experimento son generados por diodos láser de cavidad externa diseñados para operar a 780 nm y a 420 nm. Los primeros, los de 780 nm son un tipo de láseres económicos y relativamente fáciles de construir. El diodo está acoplado a una cavidad externa que incorpora una rejilla de difracción la cual tiene como función seleccionar una longitud de onda, además de que sirve para la retroalimentación óptica necesaria para aumentar la eficiencia de emisión láser. Esto nos brinda una herramienta de retroalimentación selectiva que le otorga al láser la capacidad de sintonizar anchos de línea más finos. Las configuraciones de cavidad extendida más frecuentes son Littrow y Littman-Metcalf [15].

En la configuración Littrow mostrada en la figura 13(a) se utiliza una rejilla de difracción. Para el proceso de retroalimentación el primer orden de difracción es llevado de vuelta a la salida, este método es eficiente en potencia, pero presenta saltos de modo y cambio de camino óptico al estar sintonizando el haz. La rejilla es movida a través de un transductor piezoeléctrico ubicado junto a la rejilla de difracción, el cual cambia el tamaño de la cavidad y el ángulo de la rejilla. En la configuración Littman-Metcalf mostrada en la figura 13(b) se deja fija la rejilla y con ayuda de un espejo adicional se regresa el primero orden a la salida del diodo, este presenta ventajas sobre la configuración Littrow ya que resuelve los saltos de modo y no cambia el camino óptico al momento de sintonizar, sin embargo su construcción y su alineamiento se dificulta mas que la configuración Littrow, además de que requiere un espejo adicional.

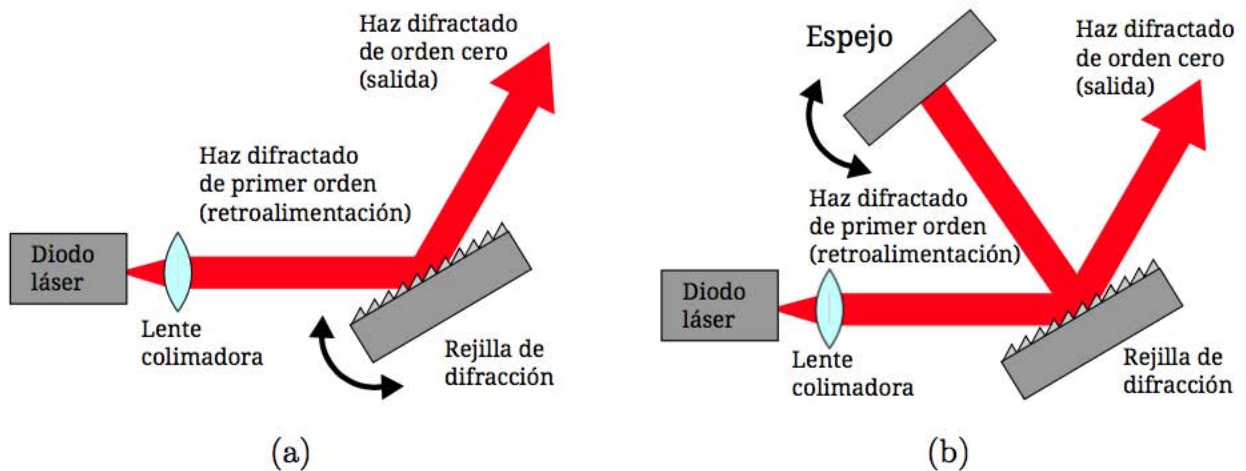


Figura 13: (a) Configuración Littrow (b) Configuración Littman-Metcalf. Imagen tomada del artículo de Arnold, A.S. [16].

El láser de 420 nm por su parte tiene una configuración cat-eye, reportada por primera vez por el grupo de X. Baillard [?]. Utiliza una lente que enfoca sobre una lente cóncava la cuál lleva por nombre reflector cat-eye, este puede ser girado por medio de tornillos en la montura para así corregir la retroalimentación y el tamaño de la cavidad sin perder el camino óptico. En la figura 14 se puede ver la comparación entre un espejo cóncavo (c), un espejo plano (b) y un reflector cat-eye (a) [18].

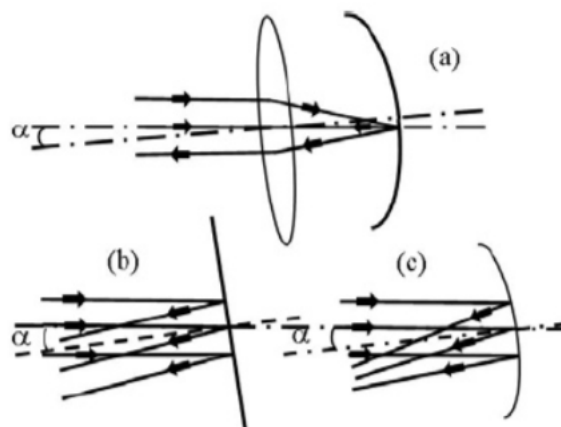


Figura 14: Comparación del camino óptico de un haz paraxial incidiendo en reflector cateye(a), un espejo plano (b) y un espejo cóncavo(c).

El esquema que se tiene en el láser se puede ver en la figura 15 [17].

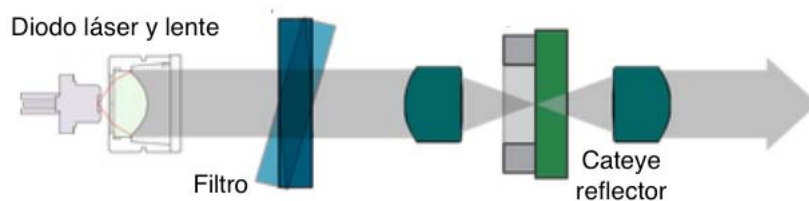


Figura 15: Configuración Cateye. El filtro permite seleccionar anchos de línea muy angostos, mientras que el reflector cateye es el que modifica el tamaño de la cavidad [17].

2. Haz de atrapamiento, rebombeo e imagen

El láser de enfriamiento y de imagen usados en nuestro experimento son láseres contruidos en el laboratorio de Átomos Fríos del ICN. En ambos casos el diodo láser usado es Hitachi H17851G (780 nm, 20 mW), la cavidad extendida tiene configuración de tipo Littrow y está basada en el diseño propuesto por el grupo del Centro de Óptica y Física Atómica de Sussex[16], el cual permite obtener una emisión estable y con un ancho de banda por debajo de 1 MHz. El diseño de este láser consiste en una montura de aluminio cuyo propósito es servir de disipador de calor, una placa para el diodo láser que sirve de sujetador, un dispositivo Peltier de enfriamiento, y una rejilla de difracción con un actuador piezoeléctrico en la parte posterior. Los láseres de imagen y enfriamiento son controlados cada uno por un controlador de la compañía MOGLABS, el cuál monitorea y controla la corriente en el piezoeléctrico y la temperatura mediante el dispositivo Peltier. Mientras que el láser de rebombeo tiene sistemas individuales que controlan cada uno de los elementos. Un controlador Lightwave LDT5525 monitorea el Peltier para mantener la temperatura estable, mientras que un controlador Lightwave LDT3525 suministra corriente al diodo. El piezoeléctrico es controlado por medio de un amplificador de voltaje Burleigh PZ-150 M y un generador de funciones Meterman FG2C.

3. Láser de 420 nm

El láser de 420 nm es un láser comercial MOGLABS de cavidad externa tipo cat-eye. Logra una mejor retroalimentación y por lo tanto una mejor eficiencia y potencia, además de una estabilidad superior en comparación de la configuración Littrow y Littman-Metcalf. Este láser es controlado por su propio controlador MOGLABS.

III. CARACTERIZACIÓN DE UNA TRAMPA MAGNETO ÓPTICA (MOT)

Una trampa magneto-óptica consiste a grandes rasgos en tres elementos indispensables: una cámara de vacío, láseres y bobinas. Debido a que nuestro objetivo es atrapar átomos, lo que buscamos es lograr interacciones entre nuestros átomos y la luz sin ningún otro factor que afecte nuestro experimento. La cámara de vacío es un armazón de acero inoxidable con seis ventanas por las que entrarán los láseres a la cámara. En la Figura 16 se puede observar un modelo estándar de estas. Esta cámara se conecta a bombas de vacío para lograr una presión del orden de 10^{-9} Torr. Para lograr esto se utiliza una secuencia de tres bombas, una bomba rotora que lleva a la cámara a una presión de $\approx 10^{-3}$ torr, luego se conecta una bomba turbo que disminuye la presión a $\approx 10^{-5}$ torr y por último una bomba iónica que alcanza una presión del orden de $\approx 10^{-9}$ torr. Conectada a la cámara también se tiene un medidor de presión y un dispensador del elemento que se quiera atrapar, por ejemplo rubidio, el cuál se introduce en la cámara sujeto a una pieza cerámica a la cual se le hace pasar una corriente que le calienta, evaporando el rubidio y dejándolo libre dentro de la cámara. A este dispositivo dispensador se le conoce como Getter.



Figura 16: Cámara de vacío de seis entradas.

Los láseres son la estrella en este dispositivo. Como se discutió en la sección anterior existe una fuerza ejercida por la luz sobre los átomos al ser absorbida, sin embargo, esta fuerza va en la dirección del haz. Supongamos que el átomo sólo es libre de moverse en una dirección paralela al haz del láser. Si el átomo se moviera en la dirección contraria a la propagación del haz, sentirá una fuerza ejercida por la luz frenándolo, sin embargo, no habría nada que le impidiese moverse en la dirección contraria. Provocando que eventualmente el

átomo se dirija hacia la dirección contraria a la que venía originalmente. Por ello al hacer incidir un único haz sobre los átomos estos terminarán escapando en la otra dirección; por lo cual se necesita también un haz contrapropagante al primero para tener una fuerza efectiva que mantenga a los átomos en una región pequeña y reduzca su velocidad. Esto es así si los átomos se movieran en una dimensión, pero se mueven en todo el espacio, es decir en tres dimensiones, por lo tanto son necesarios seis haces, dos por cada dirección X, Y y Z . Sin embargo, esto todavía no es suficiente para atrapar átomos, ya que los haces reducen su velocidad pero no los atrapa, para decir que atrapamos a los átomos debemos de dirigirlos hacia algún lugar específico de la cámara. Se necesitan dos ingredientes extra, este es un campo magnético que varíe dependiendo de la posición y haces polarizados circularmente. Nos gustaría que los átomos se dirijan hacia el centro de la trampa, lo cual se logra con un campo cuadrupolar pues este tiene una simetría axial en el eje Z y se logra mediante dos bobinas en configuración anti-Helmholtz. Se pueden ver las líneas de campo magnético en la figura 17, que como vemos es 0 en el centro y aumenta conforma se va alejando del centro.

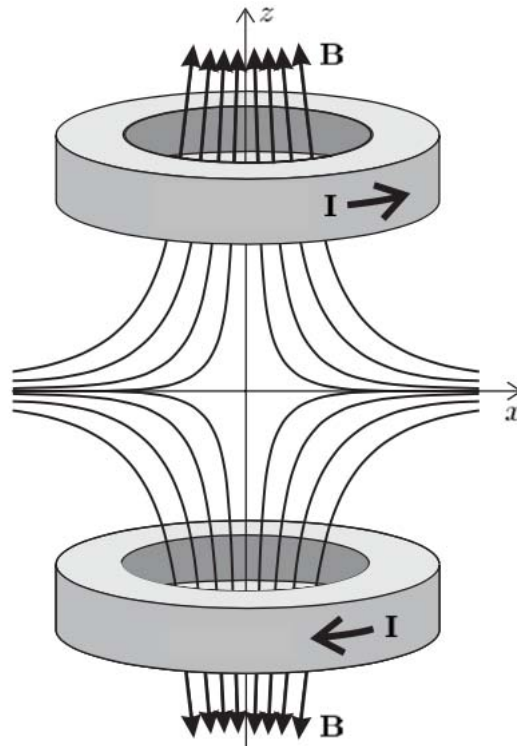


Figura 17: El campo producido por bobinas en configuración anti-Helmholtz crean un campo magnético dependiente de la posición.

Nuevamente consideremos el caso en que los átomos se estuviesen moviendo en una di-

mensión Z y consideremos un sistema de dos niveles con $J = 0$ y $J' = 1$, el segundo tendrá proyecciones $M_J = 0, \pm 1$; si ponemos este sistema en un campo magnético que aumente linealmente dependiendo de la posición en Z gracias al efecto Zeeman podemos quitar la degeneración a estos estados. Además si los haces están circularmente polarizados opuestamente, uno con polarización σ^+ inducirá transiciones $\Delta M_J = +1$ mientras que el otro σ^- inducirá transiciones $\Delta M_J = -1$. Esto implica que el campo magnético cuadrupolar para átomos localizados en $z > 0$ separará de tal forma los estados tal que para la proyecciones $M_J = 1$ será mayor su energía que los de $M_J = -1$ y de forma contraria para $z < 0$. Entonces esto funciona de forma esplendida pues si un átomo se encuentra fuera del centro, por ejemplo $z > 0$, aumentará la tasa de absorción de luz con polarización σ^- disminuyendo así la de σ^+ , sintiendo una fuerza hacia la izquierda. Se puede ver un esquema del fenómeno en la figura 19 [9].

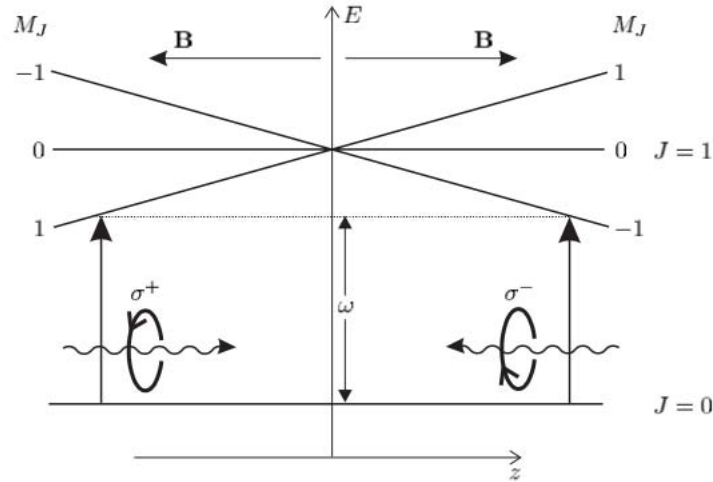


Figura 18: Gracias a que la polarización circular aumenta la tasa de absorción de distintas proyecciones, entonces podemos decidir la polarización de ese haz tal que la fuerza neta que siente sea en dirección al centro. Imagen tomada del libro de C. Foot [9].

La fuerza efectiva que siente un átomo se puede escribir como:

$$F^{MOT} = F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - k\nu - (\omega_o + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega + k\nu - (\omega_o - \beta z)) \quad (22)$$

donde F_{scatt} es la fuerza definida en la ecuación 16. Observemos que la fuerza F^{MOT} resultante toma en consideración el efecto Doppler debido al movimiento relativo de los átomos y la desintonía del láser. Esto crea un gradiente de fuerza que empuja hacia el centro

a los átomos dependiendo de su velocidad y su posición. Mientras más lejos del centro, mayor es la fuerza que sienten los átomos.

Podemos aplicar lo descrito a tres dimensiones y obtenemos una trampa magneto-óptica como se observa en la figura 19. Cabe destacar que nuestro campo magnético escogido cumple lo siguiente

$$\nabla \cdot B = \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{\partial B}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

Esto nos dice que:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (24)$$

Lo que implica que el gradiente del campo magnético en Z es el doble que en X y Y , esto nos dice que la MOT no es isotrópica. Lo cuál tendrá consecuencias en los resultados de la medición de la temperatura explicada en la siguiente sección.

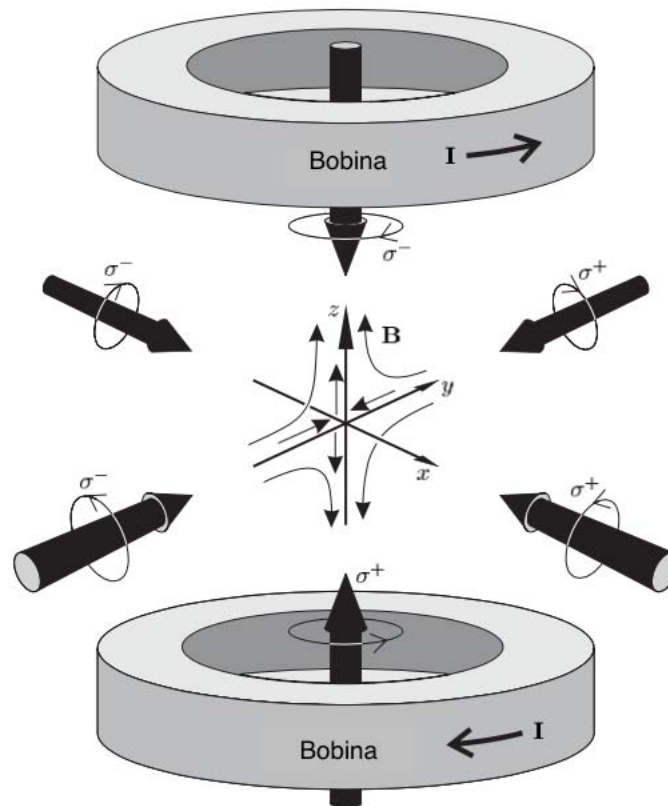


Figura 19: Trampa magneto-óptica en tres dimensiones. Se muestran las bobinas que generan el campo cuadrupolar magnético B con corriente I y los seis haces con polarización circular σ^+ derecha e σ^- izquierda. Imagen tomada del libro de C. Foot [9].

A. Caracterización de la MOT

Una vez se tiene una nube de átomos fríos, el siguiente paso es caracterizar esta nube. Podemos medir la temperatura promedio de los átomos con el método de Tiempo de Vuelo (TOF por sus siglas en inglés Time of Flight) y el número de átomos atrapados por el método de imagen de absorción.

1. Tiempo de Vuelo (TOF)

La técnica de tiempo de vuelo tiene como objetivo medir la temperatura de la nube. Sabemos que la distribución de velocidades en la nube cumple la distribución de Maxwell-Boltzmann. Si suponemos que la densidad del gas dentro de la MOT tiene una distribución gaussiana se puede demostrar que la desviación estándar en la dirección X de la nube es [19]:

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_{x_0}^2 + \frac{k_B T_x}{2} t^2} \quad (25)$$

Donde k_B es la constante de Boltzmann, T_x es la temperatura de los átomos, σ_{x_0} es el ancho de la distribución al tiempo $t = 0$. Utilizando el principio de equipartición:

$$\frac{m\sigma_{vx}}{2} = \frac{k_B T}{2} \quad (26)$$

donde σ_{vx} es la tasa de cambio del ancho de la distribución gaussiana, la ecuación anterior se escribe como:

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_{x_0}^2 + \sigma_{vx}^2 t^2} \quad (27)$$

De nuevo por el principio de equipartición, sabemos que la energía promedio de los átomos en la nube con tres grados de libertad es $E = 3k_B T$ [9], utilizando la ecuación 26 se sigue que la temperatura depende de las desviaciones estándar como se muestra en la ecuación 28.

$$T = \frac{m}{2k_B} \left(\frac{1}{3}\sigma_{vx}^2 + \frac{1}{3}\sigma_{vy}^2 + \frac{1}{3}\sigma_{vz}^2 \right) \quad (28)$$

Como tenemos una simetría en X y Y , en realidad $\sigma_{vx} = \sigma_{vy}$, lo que nos lleva a:

$$T = \frac{m}{2k_B} \left(\frac{1}{3} \sigma_{vz}^2 + \frac{2}{3} \sigma_{vx}^2 \right) \quad (29)$$

En este contexto las desviaciones estándar en realidad son los ritmos de expansión de la nube. Para poder utilizar este método nuestras incógnitas son las velocidades de expansión. Lo que se hace entonces es dejar caer la nube apagando la trampa; es decir apagando los láseres e interrumpiendo la corriente en las bobinas. Luego se le hace incidir otro haz, al que se le denomina de imagen, el cual debe estar anclado a la transición atómica para que este sea absorbido por los átomos de la nube, es decir esta anclado al mismo lugar que el láser de atrapamiento. El haz de imagen tiene que ser tenue comparado con los haces de enfriamiento de la MOT. Debe tener una intensidad por debajo de la intensidad de saturación. Mediante una cámara CCD se registra la sombra de la nube. Se deja caer la nube de átomos fríos tomando imágenes de la sombra de la nube para distintos tiempos. Mediante la ecuación 27, se puede hacer un ajuste lineal entre el cuadrado del tiempo y el cuadrado de la anchura de la nube para encontrar las velocidades de expansión en la dirección X y Z , para así poder calcular la temperatura de la nube mediante la ecuación 29.

La toma de estas imágenes no es trivial, pues se necesitan tres imágenes para poder obtener la sombra de la nube. La primera imagen es del haz de imagen en presencia de la nube (shadow), luego se toma una del haz cuando la nube se ha perdido completamente (probe), por último se toma una tercera imagen con todos los haces bloqueados que sirve como bias (dark), pudiendo compensar cualquier otra fuente de luz que podría estar llegando a la CCD que no forme parte del experimento. A estas tres imágenes se les hace un tratamiento de análisis numérico que se explicará en el capítulo de resultados. Podemos calcular de estas tres imágenes el tamaño espacial de la nube, conociendo la correspondencia de distancia y pixeles de la imagen.

2. Imagen de absorción

Utilizando el mismo principio de toma de imágenes de la sombra, podemos llegar a conocer el número de átomos atrapados dependiendo de la absorción del haz de imagen por la nube. Una cámara CCD nos permite censar la intensidad del haz de imagen. Si supieramos a qué potencia de luz corresponde, podríamos saber cuánta luz absorbió la nube. Si sabemos cuál

es la tasa de absorción del gas, podemos decir cuantos átomos hay en la nube.

Para cualquier dispositivo CCD que se quiera caracterizar y conocer la relación de intensidad luminosa y la señal en voltaje que registra, lo que se busca calcular es la densidad óptica. Esta densidad óptica viene dada por la densidad de átomos y la sección eficaz. Podemos aplicar la ley de Beer-Lambert para la atenuación del haz de imagen en presencia de la nube, por cada pixel de la cámara.

$$I_1^i = I_o^i e^{-OD_i} = I_o^i e^{-\int n^i(y)\sigma dy} \quad (30)$$

donde I_o^i es la intensidad de luz que llega a cada pixel, I_1^i es la intensidad transmitida después de la absorción en cada pixel, OD_i es la densidad óptica determinada por $n^i(y)$ que corresponde a la densidad atómica proyectada por cada pixel que depende de la posición y de cada átomo y σ la sección transversal de absorción.

La sección transversal de absorción dependerá del elemento que estemos utilizando. Esta se escribe como:

$$\sigma = \sigma_o \frac{1}{1 + I_o/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (31)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación, σ_o es la sección transversal resonante no saturada. Notemos que en la ecuación aparece la sección transversal resonante σ_o , esta se define como:

$$\sigma = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}}$$

donde ω es la frecuencia del haz y Γ es el ancho de línea del láser, sin embargo si utilizamos luz circularmente polarizada se puede reducir a [7]:

$$\sigma = \frac{2\lambda^2}{2\pi}$$

El tratamiento de las tres imágenes tomadas Shadow, Probe y Dark es transformarlas a una escala de grises de 0 a 255, luego a las imágenes Shadow y Probe se resta pixel a pixel la imagen de Dark que funciona como Bias. Finalmente se resta la imagen con la nube (shadow) a la de sin nube (probe). Resultando en una imagen con la luz que absorbió la nube. Lo que se busca calcular es la densidad óptica OD_i de la ecuación 30, al atravesar la muestra el haz

de imagen, el número de cuentas generadas por el i -ésimo pixel será $C_{p,s,d}^i = \alpha^i I_{p,s,b}^i$, donde α^i es la eficiencia del i -ésimo pixel y los subíndices p, s y b corresponden a las imágenes probe, shadow y bias. Entonces la densidad óptica se puede escribir como [20]:

$$OD_i = \ln\left(\frac{C_p^i - C_b^i}{C_s^i - C_b^i}\right) \quad (32)$$

Teniendo que el número de átomos censados por el i -ésimo pixel en la nube es:

$$N^i = A \int n^i(y) dy = \frac{A}{\sigma} \ln\left(\frac{C_p^i - C_b^i}{C_s^i - C_b^i}\right) \quad (33)$$

Donde $A = S/M^2$ es el área efectiva de imagen sobre cada pixel con una magnificación M y S el área del píxel. A partir de la ecuación 33 se puede calcular la intensidad y el número de átomos total sumando sobre todos los pixeles.

B. Azul en la MOT

Uno de los caminos para la producción de átomos de Rydberg se explicó en la sección 2.D, la cual consistía en la excitación en dos pasos, primero con un haz de 420 nm llevando a los átomos del estado $5S_{1/2}$ al $6P_{3/2}$ y luego con uno de 1050 nm llevándolo al nivel $20S$. En esta tesis se estudio el primer paso para átomos fríos en la MOT utilizando luz de 420 nm. En el figura 20 podemos ver un diagrama de los niveles de energía involucrados, la longitud de onda requerida para llevar a los átomos a ese estado y las probabilidades de transición de esos estados.

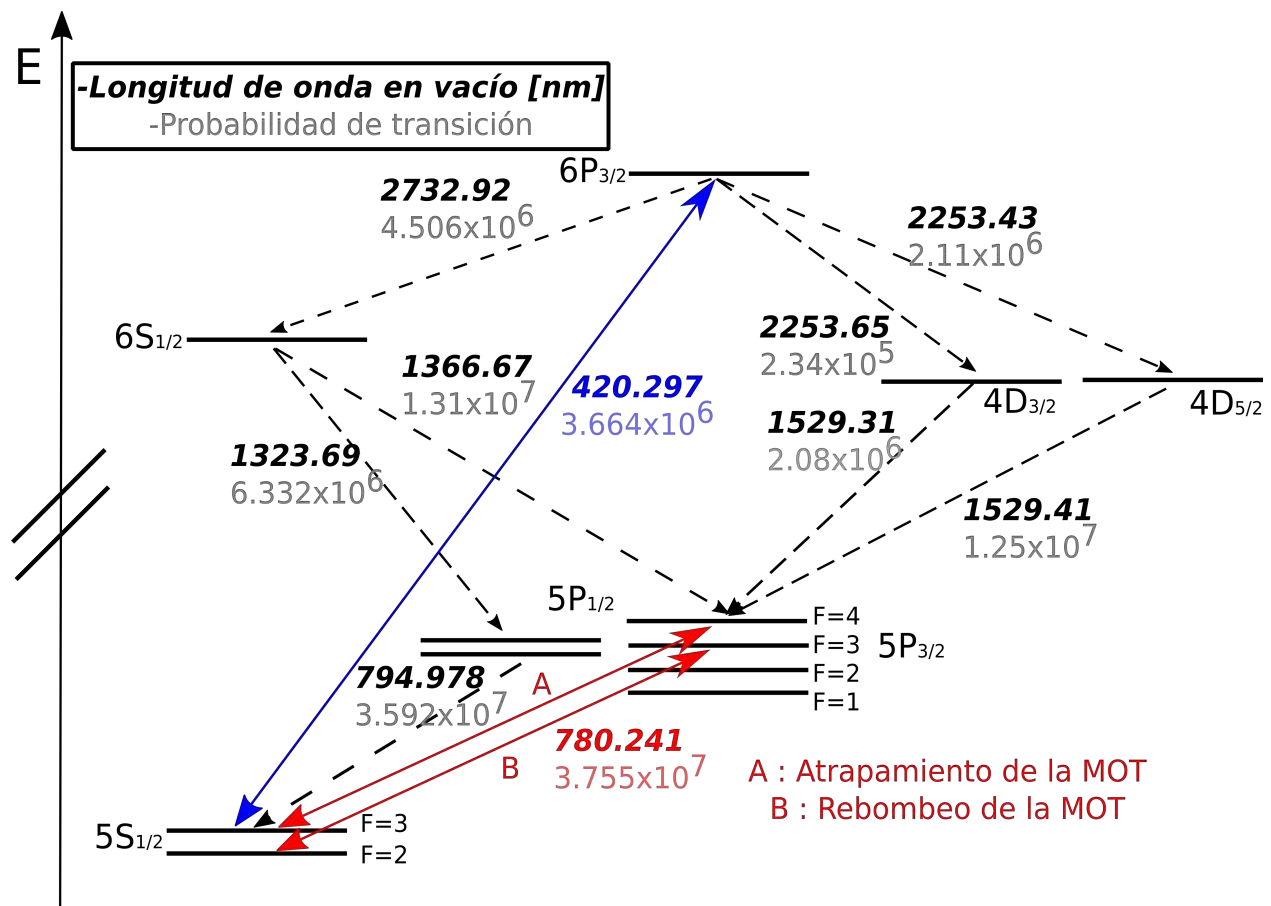


Figura 20: Diagrama de los niveles involucrados para la producción de átomos de Rydberg para ^{85}Rb . En negrita se muestra la longitud de onda necesaria para lograr las transiciones y en gris las probabilidades de transición correspondientes, las flechas tienen dos direcciones debido a que en el proceso de excitación los átomos son llevados por ese camino, pero también pueden decaer por el mismo camino fluoresciendo en esa longitud de onda [21].

La información que brinda la probabilidad de transición nos da una forma de predecir el

camino que seguirán los átomos en sus excitaciones. En la figura 20 podemos ver los niveles involucrados en el atrapamiento de los átomos de rubidio la cual se lleva entre los estados $5S_{1/2}$ y $5P_{3/2}$. Si incidieramos luz de 420 nm en la nube de átomos fríos, podríamos llevar átomos del estado base $5S_{1/2}$ al estado $6P_{3/2}$, lo cual reduciría la población en el estado base y a su vez reduciría el número de átomos en la transición cíclica de enfriamiento y rebombeo. En el laboratorio se puede observar y medir la radiación de 780 nm emitida por los átomos atrapados cuando decaen del estado $5P_{3/2}$. Si modificamos o cambiamos el número de átomos en el estado base accesibles a la transición cíclica de enfriamiento también cambiaríamos la cantidad de fluorescencia observada. Es mediante este razonamiento que podemos asegurar que se están llevando átomos al nivel $6P_{3/2}$. Este fenómeno creemos que debe tener un comportamiento de saturación en función de la potencia del haz de 420 nm. Ya que la cantidad de átomos en el estado base es finita por lo tanto también es finita la cantidad de átomos que podemos sacar del ciclo de enfriamiento y llevar al estado $6P_{3/2}$.

IV. DESARROLLO EXPERIMENTAL PARTE 1: AUTOMATIZACIÓN DE TOMA DE DATOS

A. Obturadores

1. Interruptor de campo magnético

La obturación del campo magnético de atrapamiento se logró mediante un circuito creado por el estudiante Luis Armando Vieyra, como parte de su servicio social de licenciatura. El circuito basa su funcionamiento en un transistor de efecto FET (Fig. 21), este circuito se conecta en serie con las bobinas que generan el campo magnético de atrapamiento; por medio de los puertos d(drain) y s(source). Al recibir una señal TTL a través del puerto g(gate), el FET permite el paso de corriente a las bobinas. Dependiendo del valor de la señal, si la señal es de 5V cierra el circuito y si es de 0V abre el circuito. La señal TTL es filtrada por medio de un amplificador operacional y un circuito integrador [22].

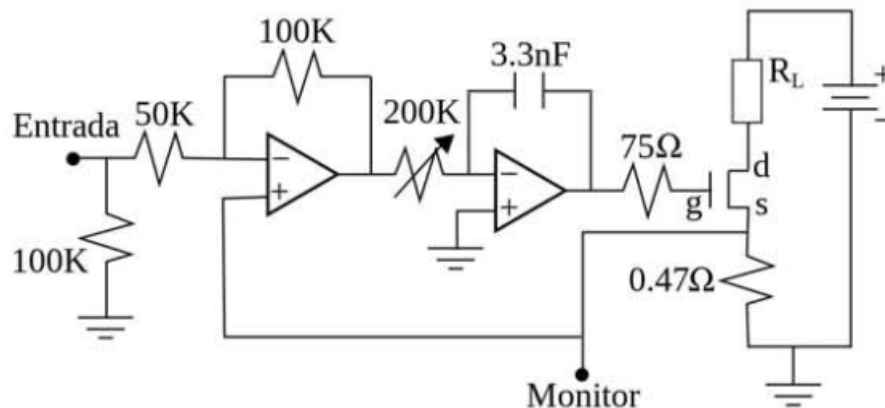


Figura 21: Circuito para la obturación del campo magnético de atrapamiento, R_L es una resistencia de carga, la cual en el experimento se sustituye por bobinas para el campo magnético, g es el puerto gate, d es el puerto drain y s es el puerto source. En el punto Monitor, se tiene una salida de cable coaxial para monitorear la señal por medio de un osciloscopio [22]

Su caracterización y optimización se realizó midiendo el voltaje en la resistencia de carga (R_L), que es una medida indirecta de la corriente que pasa en las bobinas. En la Fig.22 se muestra la señal TTL y el tiempo que le toma al circuito obturar la corriente. El circuito tiene

una rapidez de respuesta menor a $100\mu s$ [22]. Este resultado es relevante ya que permitirá apagar el campo magnético de la MOT en un tiempo relativamente corto, ya que en la técnica de Tiempo de Vuelo para medir la temperatura y la técnica de haz de imagen para la medición del número de átomos atrapados toma al rededor de 8 milisegundos en total. Esto comparado con los 100 microsegundos que toma apagar el campo magnético. Además, es necesario conocer el tiempo de retraso entre la activación del circuito obturador y su reacción, para así poder sincronizar los demás componentes del experimento como el obturador mecánico y la cámara CCD.

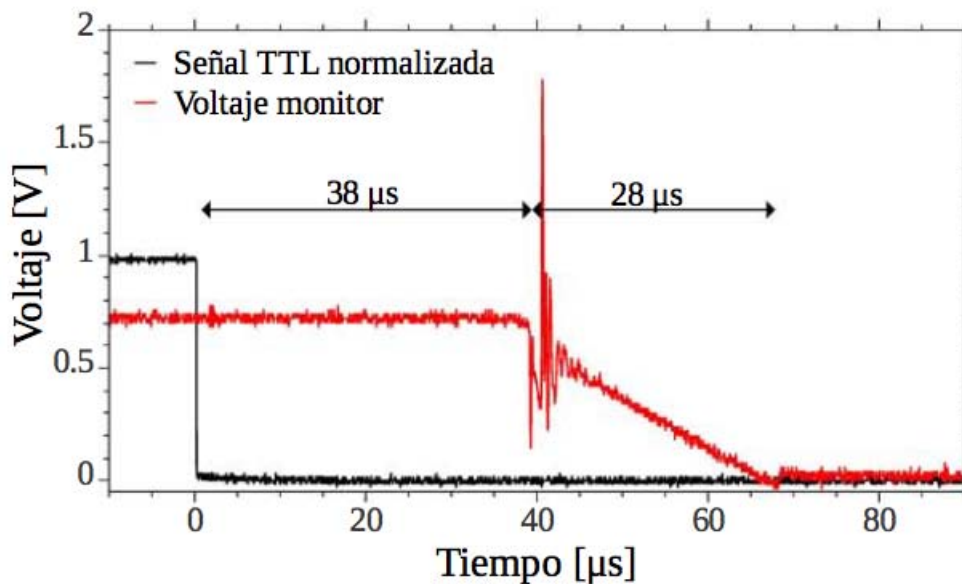
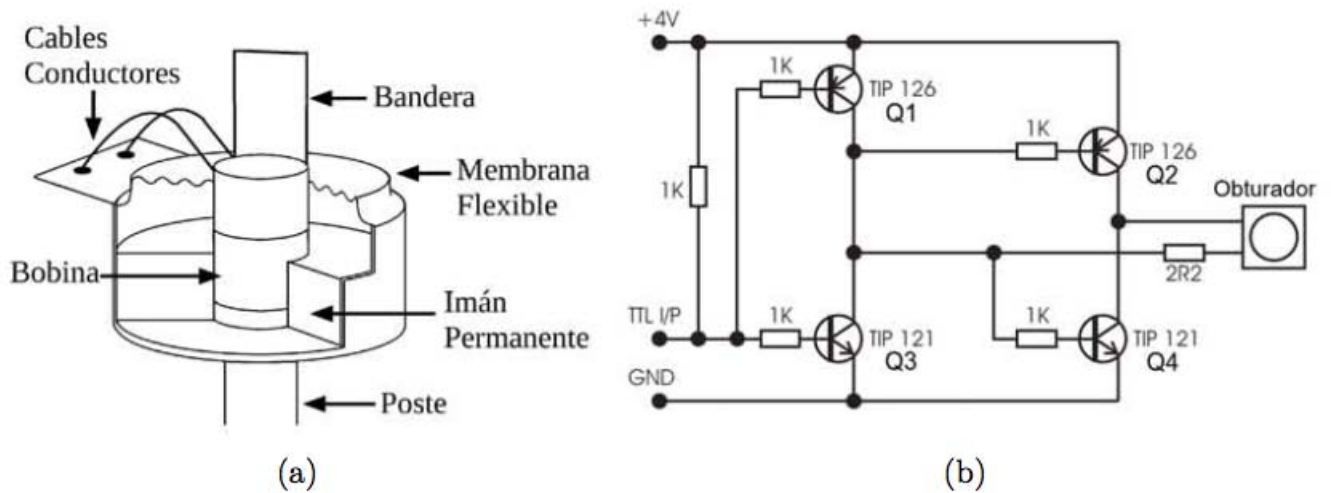


Figura 22: Caracterización del tiempo de respuesta del circuito de obturación de campo magnético, figura tomada de la tesis de Ricardo Santillán [22].

2. Obturador de haces láser

Se utilizó un componente propuesto por Singer, et al. [23], que consiste en una bocina de computadora con una bandera de material obscuro y rígido que bloquea el paso de la luz (Fig.23.a). Esta bocina es controlada a través de un pulso TTL generado y transmitido mediante el circuito de la Fig. 23.b. Cuando el TTL(5V arriba, 0V abajo) era de 5V, la bandera subía obstruyendo el paso de la luz, mientras que a 0V esta bajaba.

Figura 23: (a) Esquema del obturador, (b) circuito que controla el obturador. Figuras tomadas de la tesis de Ricardo Santillán [22].



Su caracterización y optimización fueron realizadas por el estudiante de maestría Ricardo Santillán [22]. El realizó mediciones con un fotodiodo rápido haciendo incidir un haz láser en este y colocando el obturador en el camino del haz, luego monitoreaba la señal (voltaje) del fotodiodo y medía el tiempo de respuesta. Debido a que se utilizó un haz con perfil de intensidad gaussiano, se obtuvo una función de error para el cambio del voltaje en función del tiempo. El ancho de un haz gaussiano es de $1/e^2$, entonces la rapidez de obturación puede definirse como la velocidad en que el obturador recorre $1/e^2$. Sin embargo, también se encontró que hay un retraso entre el pulso TTL y el tiempo en que empieza a funcionar el obturador. Encontrando entonces que la velocidad de obturación y el retraso están en función del voltaje de alimentación del circuito. Para los obturadores que se tienen en el laboratorio a 5.5V y 500 mA resulta que el obturador tiene un retraso de aproximadamente 2.5 ms. Esto nos dice el tiempo real de acción del obturador, para así lograr sincronizar los demás elementos del experimento como el obturador de campo magnético y la cámara CCD.

B. Cámara

Para la adquisición de imágenes se utilizó una cámara marca Guppy F-044 NIR B/C con una resolución de 752(H) x 580(V) pixeles, con un tamaño de pixel de $8.6 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$ [24]. Una característica importante de la cámara es el *interlaced*, esta función utiliza líneas

pares e impares de pixeles, para una toma más rápida de imágenes. Es decir que para tomar una imagen sólo utiliza la mitad de pixeles en una dirección de la CCD, reduciendo así las imágenes a una resolución de 720×288 pixeles. Esto deberá de tomarse en cuenta, ya que la resolución y la cantidad de imágenes determinarán el tamaño de la matriz usada para el análisis de imágenes requerida en las mediciones de TOF y haz de imagen.

Se realizó una caracterización de la cámara para saber el eficiencia de cada pixel en el CCD, es decir determinar α^i de la ecuación 32. La caracterización se realizó tomando imágenes de la luz de un láser de 780 nm con un perfil gaussiano incidiendo ortogonalmente en el CCD. La adquisición de las imágenes se realizó para distintas potencias de luz y a distintos tiempos de exposición. Las imágenes nos brindaban la información en una escala de grises de 0 a 255 por cada pixel.

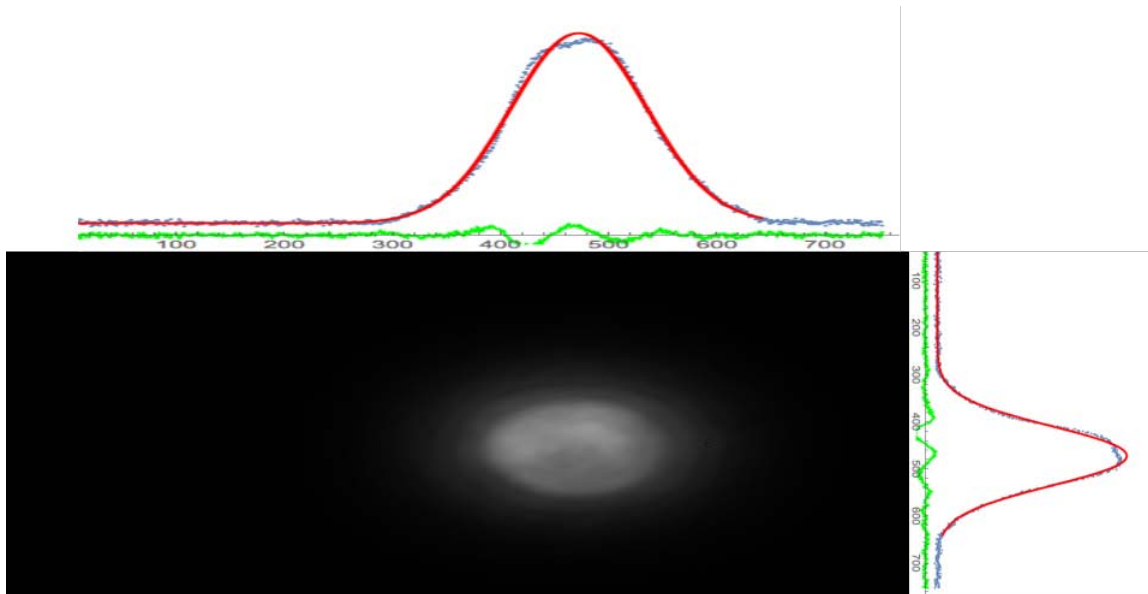


Figura 24: Imágenes tomadas con un tiempo de exposición de $50 \mu\text{s}$ de tiempo de exposición.

A estas imágenes se les hizo un tratamiento que consistía en restarles un BIAS que era una imagen sin presencia de luz, esto para quitar de la imagen luz proveniente de cualquier otra fuente que no sea el haz de imagen, en otras palabras eliminar el ruido de la luz ambiental. Luego se realizó una integración de las imágenes tanto en la dirección horizontal como en la dirección vertical como se muestra en la figura 25; esto nos otorga un número total de cuentas por el total de pixeles en escala de grises que registra el CCD. Luego se hizo un ajuste lineal para la cuenta total a distintas potencias por cada uno de los tiempos de exposición. Esto nos brinda información acerca de la potencia de saturación del CCD y el coeficiente de eficiencia para la cuenta que registra cada pixel y la intensidad de luz que incide en este. Notemos que si se hace un ajuste a todos los puntos, a medida que aumenta

la potencia se pierde la linealidad, ocurriendo un fenómeno de saturación. Por esta razón se hizo una discriminación para saber hasta que punto se tiene una respuesta lineal. Esto se hace realizando una integración en la dirección vertical y horizontal de la cámara, lo cual se traduce a sumar todas las cuentas que registra cada pixel en una fila de la imagen, a esta suma se le hace un ajuste gaussiano mostrado en la Fig. 25.

Figura 25: Integral horizontal y vertical de la imagen del haz de imagen (curva azul), ajustes Gaussianos (curva roja), la diferencia entre la integral y el ajuste (curva verde).



Luego de obtener la integral horizontal y vertical y sus respectivos ajustes gaussianos, se hace una resta entre la integral y su ajuste correspondiente. Esta información nos dice qué tanto difieren las cuentas obtenidas de la imagen con una distribución de intensidad gaussiana. Debemos entender que a medida que la cámara se empieza a saturar, perdemos la información de la distribución espacial de intensidad de luz en la CCD, es decir que los registros en escala de grises dejan de tener una distribución gaussiana. Por esto es importante graficar la diferencia para distintas potencias lo cual se observa en la Fig. 26. De este modo podemos determinar cuando la respuesta lineal se pierde, lo cual ocurre a partir del dato 16, esto debido a que los datos siguientes (del 16 en adelante) se encuentran a más de una desviación estándar del cero. Aunado a que la región donde nos interesa trabajar con la cámara es una donde no se sature la transición cíclica del $5S \rightarrow 5P$ del rubidio. Esta región por debajo de la saturación se encuentra por debajo del punto que elegimos como apropiado para realizar la regresión lineal.

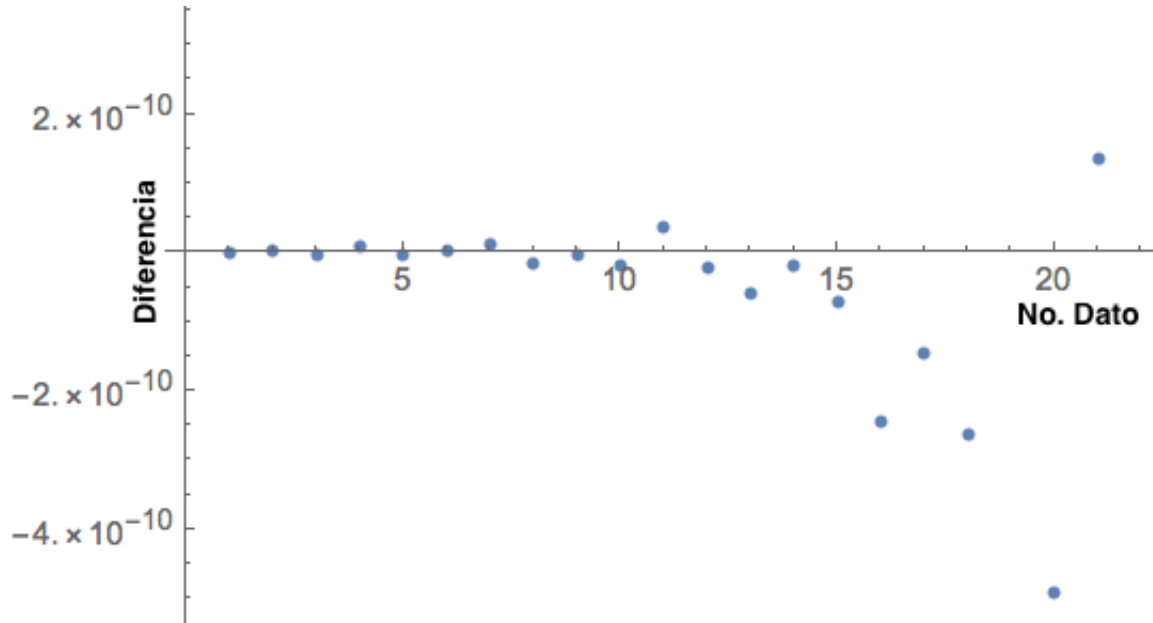
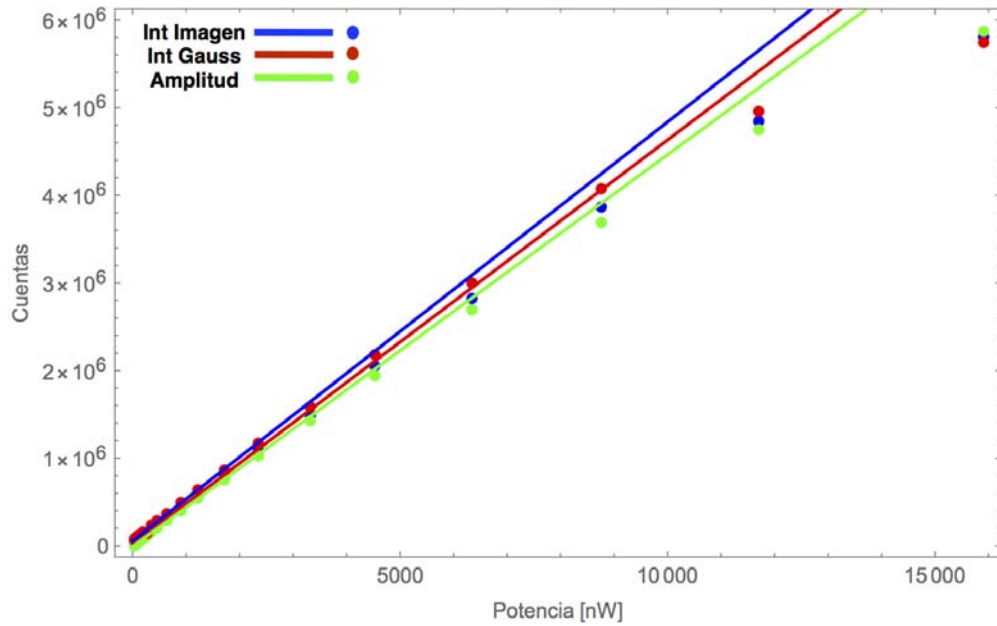


Figura 26: Gráfica donde se muestra el valor de la diferencia entre el ajuste gaussiano y los datos obtenidos para distintas potencias, la desviación estándar de estos valores es de 3.592×10^{-10} , que es la distancia promedio a la media de los datos. Consideramos que a partir del dato 16 se pierde la linealidad debido a que los siguientes datos se alejan a más de una desviación estándar del promedio.

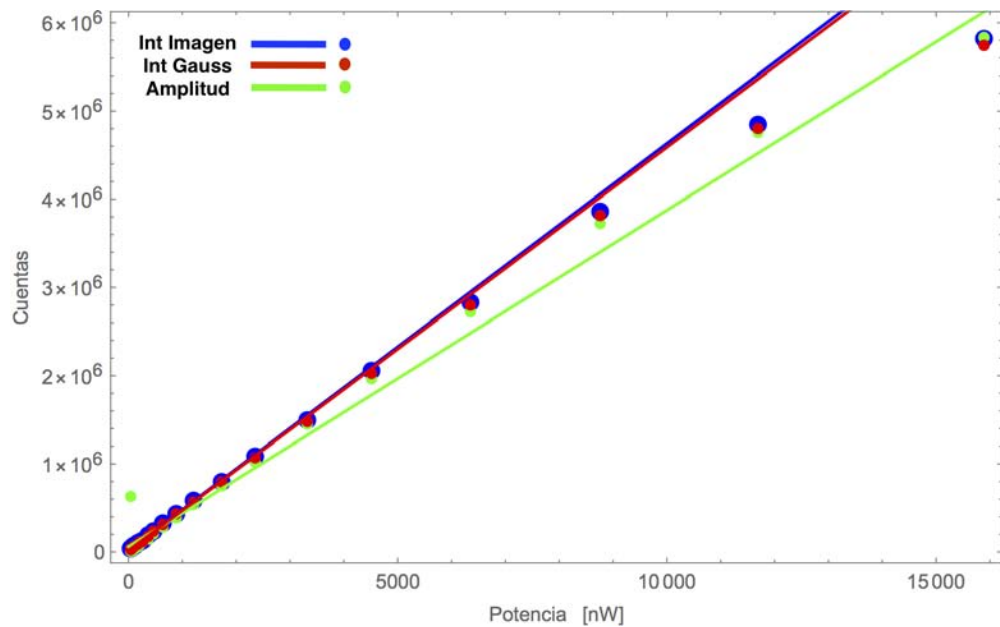
El ajuste lineal se hizo de tres maneras distintas. El primer método se realizó mediante la integración del ajuste gaussiano hecho a los datos y realizando un ajuste lineal hasta el dato que se discriminó que aún no se saturaba la cámara. El segundo método se hace un ajuste lineal para la amplitud del ajuste gaussiano. El tercer método fue ajustando a la integración directa de la imagen hasta el punto discriminado. Esto tanto verticalmente y horizontalmente. Se muestran en la Tabla II las pendientes para los ajustes lineales de los tres métodos mencionados anteriormente, en esta tabla comparamos la pendiente obtenida tras el ajuste y su desviación estándar. Observando que efectivamente el método con menor incertidumbre es en el que se realizó la discriminación de datos, esto nos dice que la región con los puntos discriminados es lineal. Comparado con los demás métodos que arrojan errores mayores en el ajuste lineal. Los métodos con menor incertidumbre son los de la integral gaussiana y ajustando directo a los puntos, inclusive al ajustar a los puntos directamente sin hacer el ajuste gaussiano, la integración vertical y horizontal coinciden. Observemos en la Fig. 27 los ajustes obtenidos para $50\mu s$ de exposición.

Tabla II: Tabla con los valores de las pendientes de los ajustes lineales y su desviación estándar

Integración	Integral Gaussiana	σ	Amplitud Gaussiana	σ	Puntos discriminados	σ
Horizontal	478.087 [ctas/nW]	7.858	447.073 [ctas/nW]	2.605	461.036 [ctas/nW]	4.032
Vertical	457.345 [ctas/nW]	3.589	381.720 [ctas/nW]	87.016	461.036 [ctas/nW]	4.032



(a) Integración horizontal.



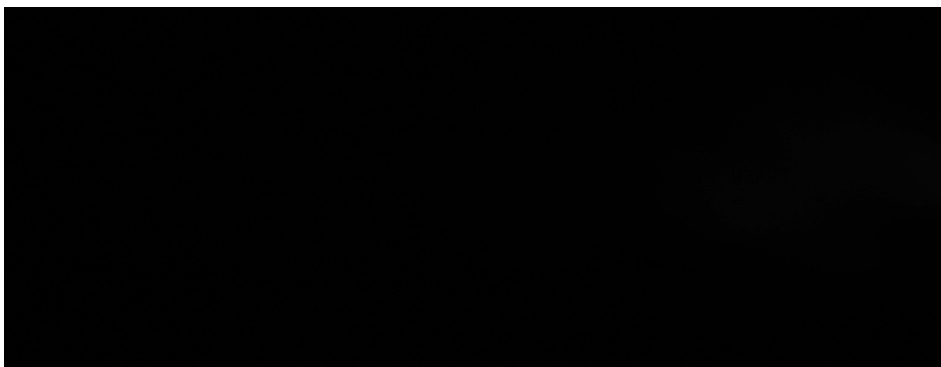
(b) Integración vertical.

Figura 27: Gráficas de los ajustes lineales para los tres métodos, tanto para la integración vertical como horizontal. Imágenes tomadas a $50\mu\text{s}$ de tiempo de exposición, Int Gauss (rojo) es el primer método, Amplitud (verde) el segundo y Int Imagen (azul) el tercero. La incertidumbre de la potencia es del 5% dada por el potenciómetro Coherent LM-2VIS.

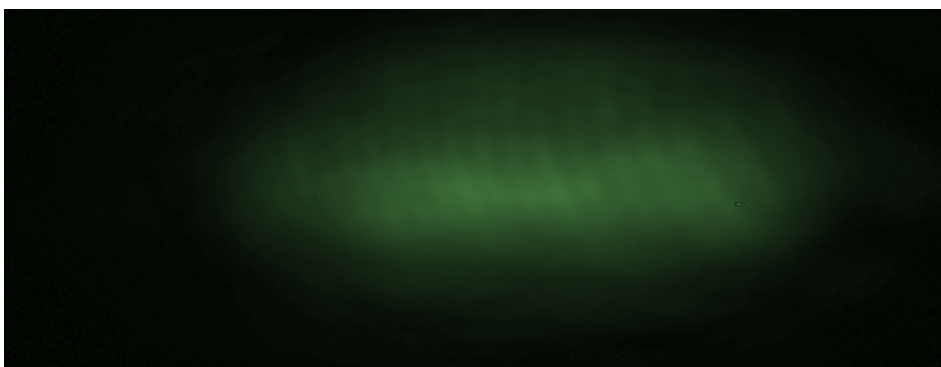
C. Programa de LabView

Para llevar a cabo las mediciones del método de tiempo de vuelo (TOF) así como la de imágenes de absorción, previamente descritas, se requiere de un control automatizado de la toma de imágenes, obturación de campos magnéticos y obturación de láseres de atrapamiento, rebombeo e imagen. Este control se hizo a través un programa en LabView (versión 2008) el cual estaba instalado en un computador NI PXI-1042Q de National Instruments con ocho ranuras. Esta tiene en la primera ranura un controlador PXI-8106 que funciona para enviar y adquirir información (pulsos TTL). El sistema operativo que emplea el computador es Windows XP.

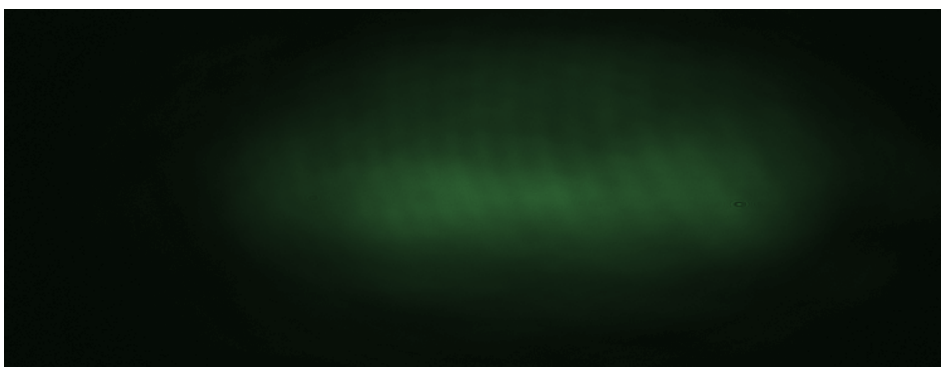
Las mediciones de tiempo de vuelo y de absorción requiere la toma de tres imágenes: la primera es una imagen del haz de imagen en presencia de la nube de átomos (Sombra) tomada inmediatamente después de ser apagada la MOT, la segunda es la imagen una vez la nube ha desaparecido (Probe) y la tercera es una imagen con los haces de atrapamiento e imagen completamente bloqueados (BIAS) los cuales se muestran en la Figura 28 a, b y c. El programa se encarga de controlar una secuencia entre los obturadores de campo magnético, obturadores mecánicos de los haces de atrapamiento e imagen y de la cámara CCD.



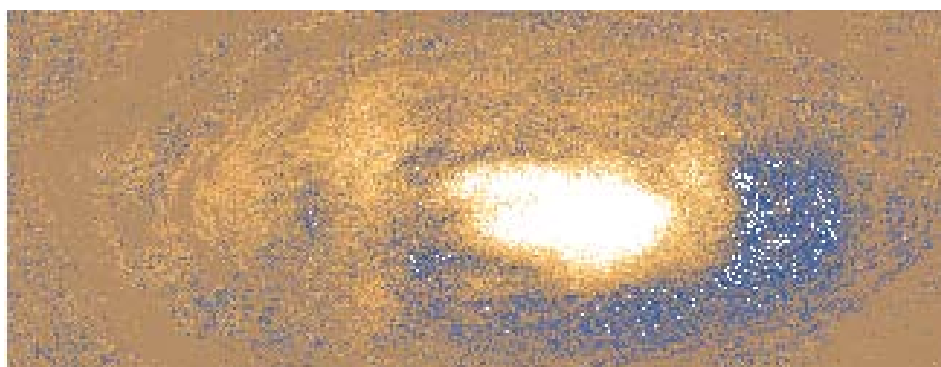
(a) Imagen BIAS, haces totalmente bloqueados



(b) Imagen del Haz de Imagen sin nube.



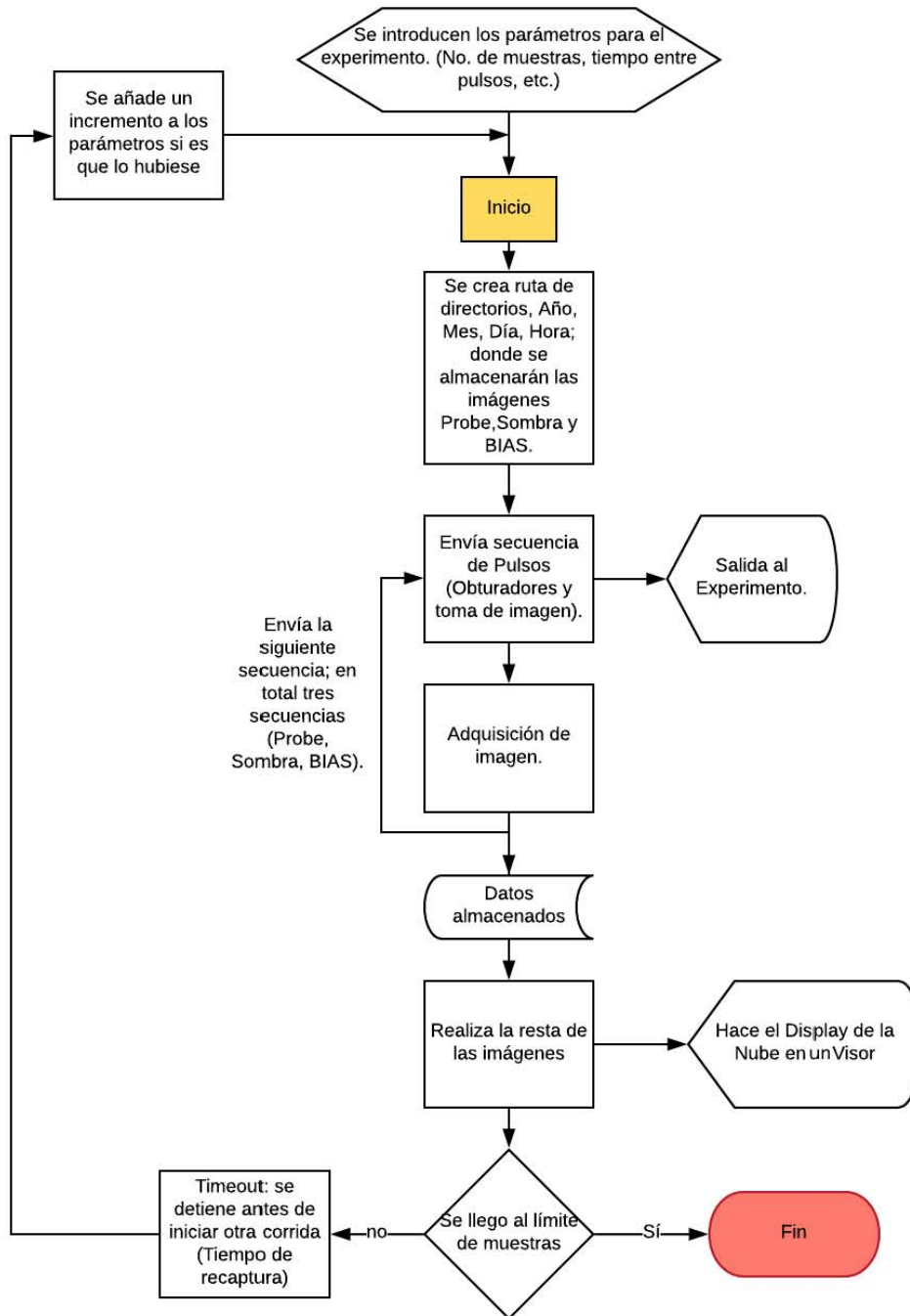
(c) Imagen Haz de Imagen con nube



(d) Resta de imágenes, nube de átomos Rb^{85} .

Figura 28: Imágenes adquiridas por el programa (Colores Falsos), (d) es la imagen resultante de la resta de las imágenes. Se resta a la imagen sin nube la imagen con nube, a ambas se le resta la imagen BIAS esto es $(b-a)-(c-a)$. Lo cual se lleva a través de un código de MATHEMATICA.

Figura 29: Diagrama de Flujo del programa, secuencia que utiliza para la obtención de las tres imágenes: Probe, Shadow y BIAS



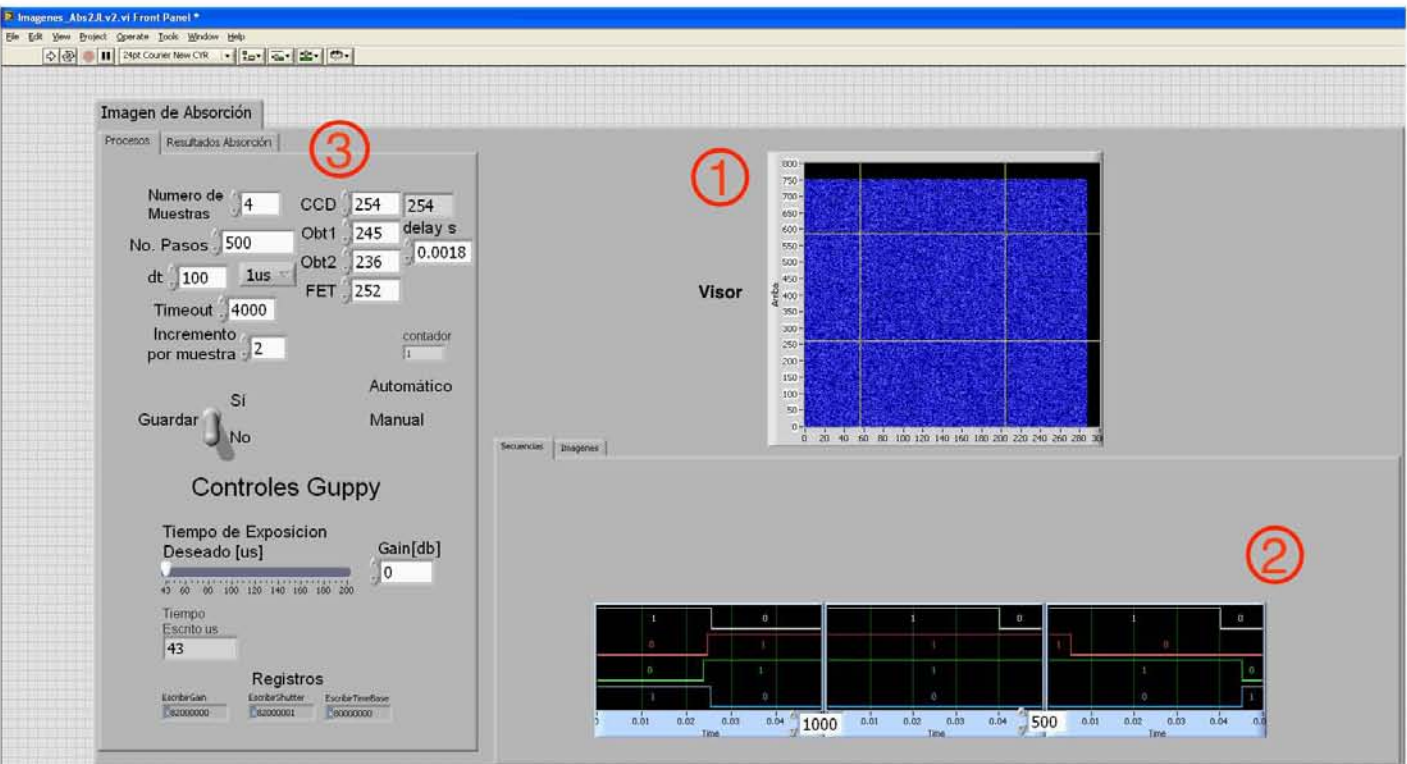


Figura 30: Interfaz del programa. Consta de tres partes principales: (1) Visor, la cual tiene la imagen resultante de restar a la imagen Sombra y Probe la de BIAS y a su vez restar a Probe la imagen Sombra. Resultando en una imagen con la luz que fue absorbida por la nube. (2) El tren de pulsos que son enviados a los obturadores mecánicos, al obturador de campo magnético y a la cámara CCD. (3) La zona de procesos, donde se hace el registro de los parámetros temporales para llevar a cabo el experimento.

La parte de Procesos se puede observar en la Fig. 31. Esta esta en la pestaña principal del programa, llamada con el mismo nombre (Procesos). Otras pestañas están en etapa de desarrollo y no se utilizaron en el experimento por lo cual no se mostrarán en esta tesis. A continuación se explica la función de cada recuadro en la pestaña de Procesos:

- Numero de muestras: nos permite elegir cuántas veces se ejecutará el programa. Por cada ciclo de ejecución toma tres imágenes.
- No. Pasos: Es la cantidad de unidades de tiempo en las que se dividirá el proceso.
- dt: es el tamaño en magnitud temporal de las unidades de tiempo, puede configurarse en microsegundos, milisegundos y segundos.
- Timeout espacio: es el tiempo que esperará el programa antes de iniciar una nueva corrida, este tiempo es necesario para permitir de nuevo el atrapamiento de átomos y la formación de la nube de átomos fríos entre una toma de datos y la siguiente.
- CCD: se indica en unidades de tiempo, en qué momento una vez iniciado el programa se tomará la fotografía.
- Obt1: indica en unidades de tiempo cuando se activará el obturador 1 que corresponde al haz de imagen.
- Obt2: indica en unidades de tiempo cuando se activará el obturador 2 que corresponde a los haces de atrapamiento y rebombeo.
- FET: indica en unidades de tiempo cuando se activará el obturador del campo magnético.
- delay s: indica el retraso en segundos, que hay entre la activación del Obturador 1 y el 2.
- Incremento por muestra: indica cuantas unidades de tiempo se le añadirá al parámetro CCD, esto es para poder desplazar la toma de imagen a distintos tiempos.
- Guarda: Es un interruptor que activa el guardado de imágenes.
- Tiempo de Exposición Deseado (μs) : Controla el tiempo de exposición de la Guppy.

- Gain db: modifica la ganancia de la cámara Guppy.
- Tiempo Escrito (μs) indica numéricamente el tiempo de exposición de la cámara CCD.
- Registros: Son las direcciones en hexadecimal necesarias para controlar la CCD (fijas).

Figura 31: Parte del programa donde se controlan los parámetros de tiempo a usar en la adquisición de imágenes, controlando los obturadores y la cámara CCD



En la Fig. 32 podemos observar un ejemplo de pulsos utilizados en el experimento, los parámetros que se utilizan en la pestaña de procesos solo controlan la primera la imagen de

Sombra, ya que las imágenes de BIAS y Probe están fijas. En el primer pulso hay que tener en cuenta todos los retrasos previamente descritos de los obturadores tanto mecánicos, como el del campo magnético.

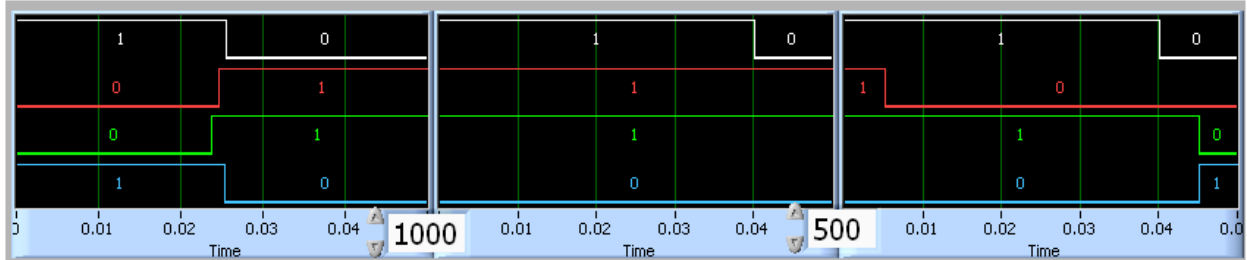


Figura 32: Ejemplo de los pulsos utilizados, cada ventana corresponde a una imagen, los parámetros controlan la primera imagen, las otras dos se toman a tiempos fijos. El pulso blanco es para la activación de la toma de imagen por la CCD, el pulso rojo es el primer obturador mecánico para los haces de enfriamiento y atrapamiento, el pulso verde es para el segundo obturador para el haz de imagen y el pulso azul activa el obturador de campo magnético.

V. DESARROLLO EXPERIMENTAL PARTE 2: CARACTERIZACIÓN DE LA MOT

Se muestran los resultados para las medidas de la temperatura por el método de Tiempo de vuelo (TOF), y densidad de la nube de átomos fríos por el método de toma de imágenes de absorción. Así como la caracterización de la región de saturación de la transición del $5P \rightarrow 6P$ necesaria para la generación de átomos de Rydberg en presencia de un haz de 420nm.

A. Tiempo de vuelo (TOF)

Para la adquisición de datos de la caída de la nube con el método TOF se utilizaron los siguientes parámetros:

Parámetros de Programa Labview			
No. Muestras	10	CCD	250
# Pasos	500	Obt1	202
dt	100	Obt2	224
Time out	6000	FET	252
Incremento	500		

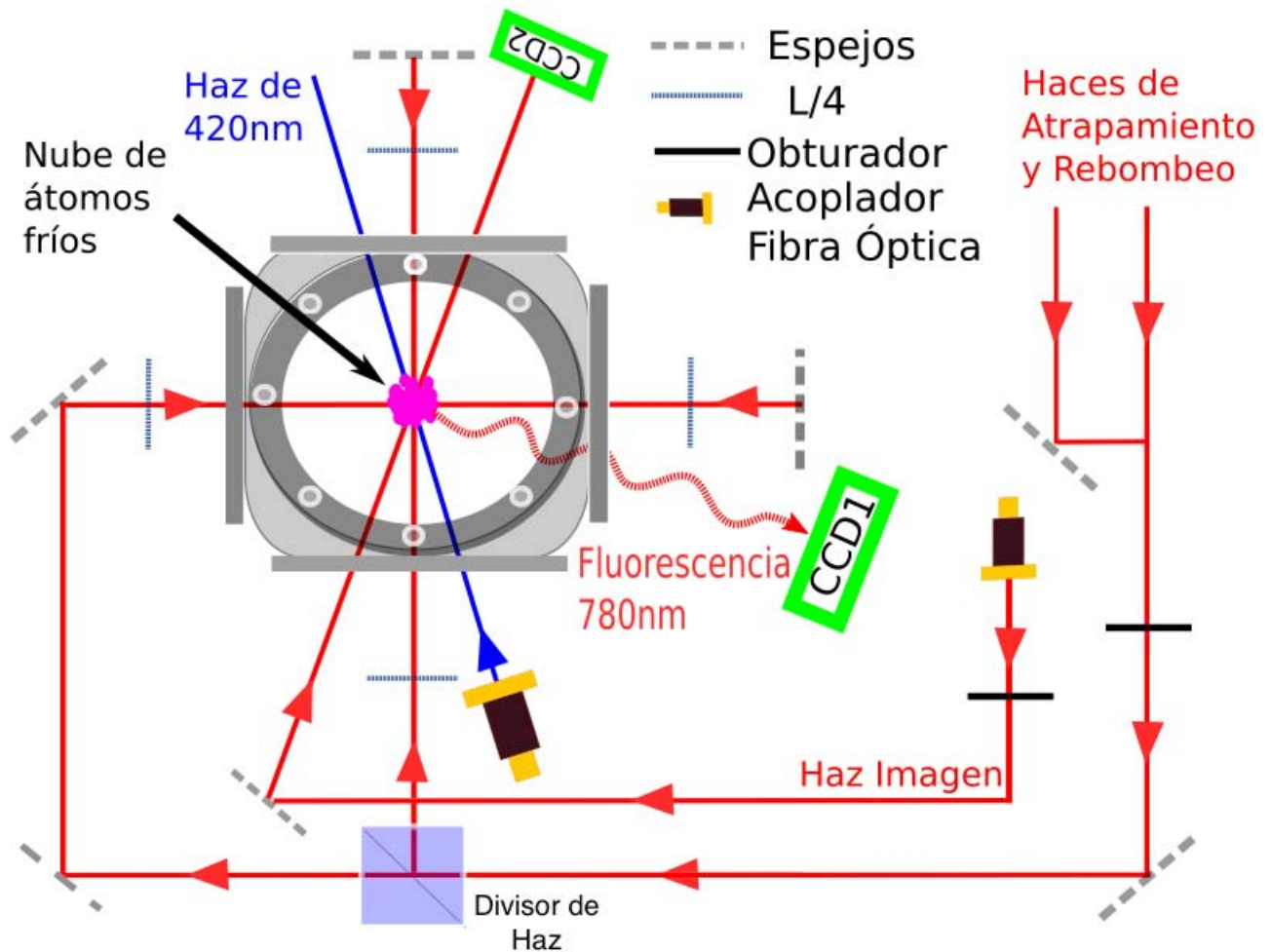
El diagrama experimental usado para la adquisición de datos se puede observar en la figura 33. En este vemos que los haces de atrapamiento y rebombeo seguían un mismo camino, y eran llevados hacia la cámara de vacío con divisores de haz y espejos a las seis direcciones necesarias. El haz de imagen venía de un acoplador de fibra óptica. Las imágenes para el tiempo de caída eran registradas por la cámara Guppy (CCD2 en el diagrama).

El procedimiento para atrapar átomos consistía en encender el Getter, y las bobinas de atrapamiento y compensación. En ambos ir aumentando en pasos de 0.3 Amperes cada 5 minutos evitando así el cambio súbito de temperatura de las bobinas. Para el haz de atrapamiento, rebombeo e imagen, se utilizaron láseres caseros de diodo en configuración Litrow, con longitud de onda de 780 nm. El anclado del láser de rebombeo se hizo mediante el sistema de Servos; mientras que el de atrapamiento e imagen utilizaban una fuente de corriente y un controlador de diodo láser de la marca MOGLABS. Se usa un sistema de

espectroscopia de polarización descrito en la sección II E 3 para hallar las transiciones y anclar en frecuencia. Una vez anclados los láseres se puede observar la fluorescencia de la nube con un visor o con una cámara CCD Edmunds; al estar seguros de tener una nube se procedía a correr el programa de LabView para la adquisición de imágenes.

La potencia del haz de imagen era de $8.44\mu W$ saliendo de un acoplador de fibra óptica de marca Schafter Kirchhoff, con un tamaño de $1.78\text{ mm} \pm 0.21\text{ mm}$ de diámetro. Esto nos da una intensidad de $3.39\text{ W}/m^2$. Mientras que el haz de atrapamiento y rebombeo tenían potencias de 7.77mW y 1.43mW respectivamente con un tamaño de 2.54 cm . Esto equivale a que el láser de enfriamiento tenía una intensidad de $15.33\text{ W}/m^2$ y el haz de rebombeo con una intensidad de $2.82\text{ W}/m^2$. Las potencias tienen una incertidumbre del 5% dada por el medidor de potencia. Los parámetros utilizados tienen considerados los retrasos que existen en la comunicación entre la computadora y los obturadores. Debido a que la nube de átomos fríos es sensible a los campos magnéticos la presencia del campo magnético terrestre provoca que la nube al apagarse la MOT sienta una fuerza que la empuja sacándola de la trayectoria de caída libre y disipando la nube. Para contrarrestar este efecto se utilizaron un par de bobinas adicionales para generar un campo magnético de compensación que contrarrestará el de la Tierra. La optimización de los tiempos utilizados para la toma de las imágenes de la caída, así como de la corriente en las bobinas del campo de compensación se determinaron al lograr maximizar el tiempo de caída; el tiempo máximo logrado fue de aproximadamente 6 ms.

Figura 33: Diagrama experimental de la adquisición de imágenes



El análisis de las imágenes obtenidas se hizo a través de un programa en Mathematica. Un ejemplo de las imágenes obtenidas se pueden ver en la figura 28, para la caída fueron tomadas imágenes cada $500\mu s$. La nube tiene una distribución espacial Gaussiana, es decir que si hacemos un corte transversal a la nube, encontraremos una distribución Gaussiana de los átomos, por lo tanto la nube de átomos absorberá la luz con el mismo perfil, dejando una sombra con perfil gaussiano. Entonces podemos hacer una integración en ambas direcciones y hacer un ajuste gaussiano a las imágenes de las nubes. Calculando el ancho de la Gaussiana podemos medir la expansión de la nube en dos direcciones X y Y . Graficando estos anchos en función del tiempo al cuadrado, podemos hacer un ajuste lineal y hallar la pendiente, esta será la velocidad de expansión de la nube lo cual es calculada usando la ecuación 27 mostrada

en la sección III A 1. El análisis realizado se hizo para datos tomados para distintas corrientes en las bobinas de campo de compensación, sin embargo el mejor resultado se obtuvo al no utilizar bobinas de compensación. En las figuras 34 y 35 se muestra el ajuste lineal realizado al cuadrado de los tiempos contra el cuadrado de los anchos. Se obtuvo que las velocidades de expansión son: $v_x^2 = 0.0047 \pm 0.0010 \text{ m}^2/\text{s}^2$ y $v_z = 0.0083 \pm 0.0009 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Resultando en una temperatura de $30.38 \pm 7.32 \text{ } \mu\text{K}$. Las incertidumbres en las figuras 34 y 35 están dadas por el tiempo que tarda el obturador en activarse y la incapacidad que se tiene de determinar donde termina su desplazamiento el obturador esto da una incertidumbre en el tiempo de $50 \text{ } \mu\text{K}$. Mientras que para los anchos su incertidumbre esta dada por la desviación estándar, la cual mide que tan bueno fue el ajuste gaussiano a las imagen de la nube. En promedio la desviación estándar en el ancho de los ajustes gaussianos es de $2.2 \text{ } \mu\text{m}$.

Figura 34: Se muestra el cuadrado de los anchos graficados contra el cuadrado del tiempo en la dirección horizontal. Las incertidumbres son del tamaño de los puntos, para el tiempo es del orden de $.33 \text{ } \mu\text{s}^2$, mientras que para los anchos rondan $5 \times 10^{-12} \text{ m}^2$

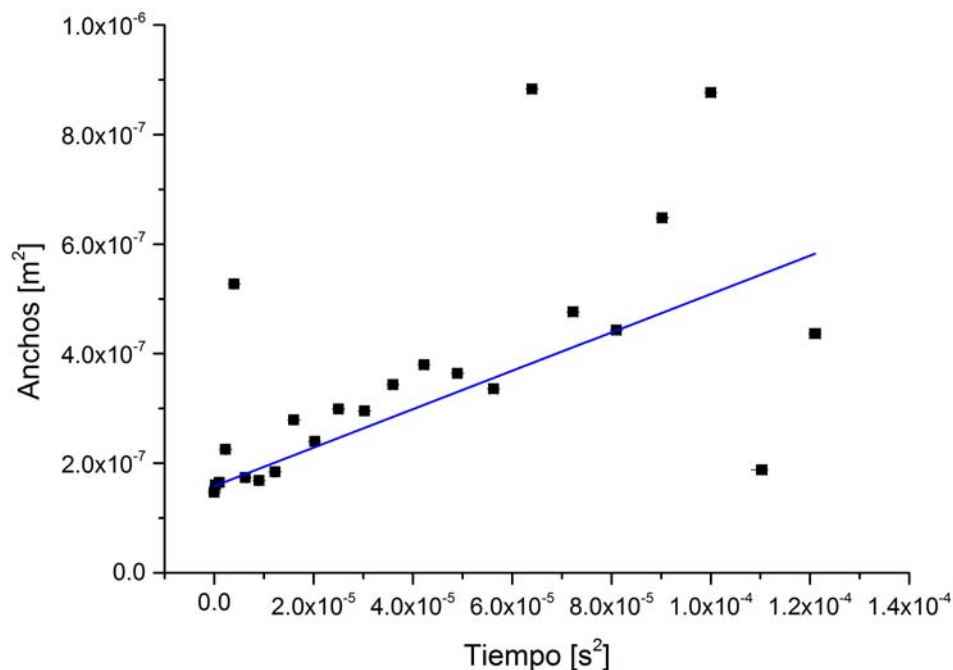
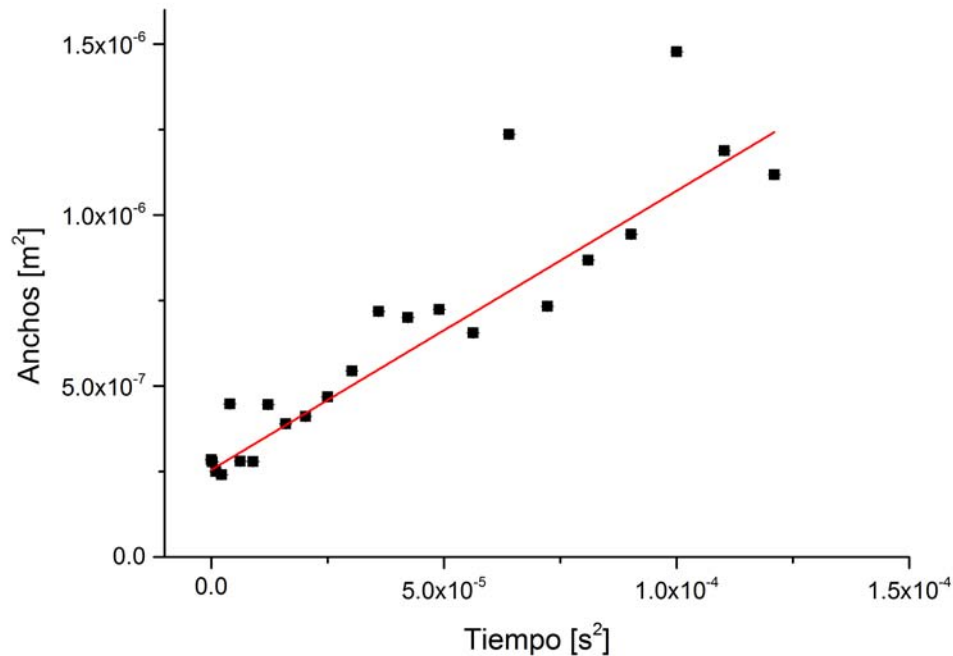


Figura 35: Se muestra el cuadrado de los anchos graficados contra el cuadrado del tiempo en la dirección vertical. Las incertidumbres son del tamaño de los puntos, para el tiempo es del orden de $.33 \mu s^2$, mientras que para los anchos rondan $5 \times 10^{-12} m^2$.



Esta temperatura es distinta a la reportada anteriormente para la misma cámara de vacío en el trabajo de tesis de Ricardo Santillán [22], donde reporta un valor de $440(90) \mu K$. Esto se puede explicar por los siguientes factores, el primero es que en nuestro experimento se utilizaron láseres distintos para los haces de atrapamiento, rebombeo e imagen. Provocando que las intensidades utilizadas difieran con las reportadas anteriormente. A su vez los láseres utilizados tienen una inestabilidad mayor, introduciendo un error en la reproducibilidad de la nube, esto altera su tamaño y su temperatura, lo cual se ve reflejado en la poca linealidad de los datos mostrados en las figuras 34 y 35. Otro factor que explica esta discrepancia es que en nuestro dispositivo experimental, el haz de imagen no pasa por ningún sistema óptico que nos asegure que estamos llevando toda la información de la nube a la CCD, es decir, no estamos enfocando la nube en la CCD, pudiendo haber paralaje en la trayectoria de la caída de la nube con respecto lo que se registra en la CCD. Para corregir estos problemas se propone utilizar un sistema óptico de lentes en configuración 4F, para asegurar que la cámara este enfocada en el plano de la caída de la nube. También se propone utilizar láseres

más estables, que permitan una mejor reproducibilidad.

B. Densidad de átomos: Imagen de absorción

Para calcular la absorción se utilizó el mismo esquema y parámetros anteriores, simplemente se tomó una sola muestra inmediatamente después de apagar la MOT. A estas imágenes se le hizo el mismo tratamiento y se obtuvo un perfil Gaussiano. Utilizando la ecuación 33 podemos calcular la densidad de átomos. Como se explicó en la sección III A 2 la absorción depende de la polarización de la luz, por ello se tomaron datos con luz circularmente polarizada y con luz linealmente polarizada. La luz que sale del acoplador, sale linealmente polarizada, para polarizarla circularmente se utilizó un lámina de cuarto de onda ($\lambda/4$). Se obtuvieron los siguientes resultados:

Polarización	No. de Átomos Atrapados
Lineal	$7.22 \times 10^6 \pm 0.76 \times 10^6$
Circular	$9.34 \times 10^6 \pm 1.46 \times 10^6$

Notemos que cada valor cae en la barra de error del otro, de modo que podemos decir que ambas mediciones son confiables, sin importar que polarización de luz usemos, tenemos una buena estimación de los átomos en la nube. Estos datos concuerdan muy bien con lo previamente medido para la misma MOT por el estudiante Ricardo Santillan Díaz [22].

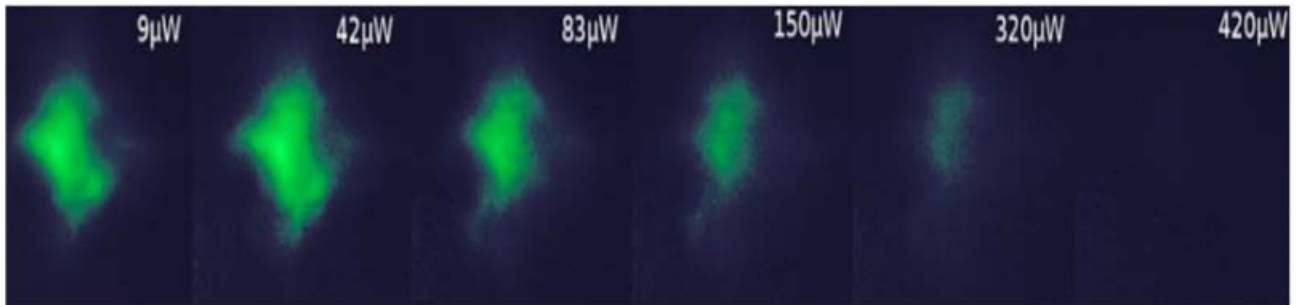
C. Incidencia de radiación de 420 nm en la nube de átomos fríos

En el LAF-ICN, para generar átomos de Rydberg con número cuántico principal $n=20$, se utiliza un esquema de excitación con campos de radiación láser de 420 y 1050 nm, los cuales generan las transiciones $5s_{1/2} \rightarrow 6p_{3/2} \rightarrow 20s_{1/2}$ respectivamente. En esta sección se muestra la caracterización de la transición $5s_{1/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ con luz de 420 nm. En el mismo laboratorio ya se han producido átomos de Rydberg en celdas de rubidio, esto se logró con el mismo esquema, y la detección utiliza un esquema no convencional de detección de fluorescencia los cuales producen incluso espectros de fluorescencia saturada los cuales se pueden utilizar para realizar la espectroscopía del nivel 20s. Esta es la motivación de que ahora se busque realizar lo mismo pero para átomos fríos.

Se tomaron imágenes con una cámara CCD de la fluorescencia de 780 nm producto del decaimiento del nivel $5p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$, la cual es la transición cíclica de enfriamiento y rebombado de la MOT. Debido a que el anclaje en frecuencia de los láseres es muy sensible, pues son muy susceptibles a cambios de temperatura en el laboratorio y a cualquier tipo de vibraciones, se tomaron imágenes antes de incidir el haz de 420 nm, luego imágenes con incidencia directa de la radiación azul en la nube y luego un BIAS en completa oscuridad, esto sin apagar la MOT en ningún momento. Estas tres imágenes se trataron de forma similar a las de la caída de la MOT. A la imagen tomada antes de incidir luz azul, se le restó a la imagen después de incidir la luz, a ambas se les restó la imagen BIAS (esto a través de un programa en Mathematica). Esto se hizo para obtener una medición del efecto del haz de 420 nm en la nube para distintas potencias del haz de 420 nm. Se observa una disminución en la nube de átomos en función de la potencia como se puede observar en la Fig. 36. A estas imágenes se les hizo una integración de todas las cuentas obtenidas por cada pixel, es decir la imagen es guardada como una matriz de datos, se sumaron todas las filas y todas las columnas con lo cual se obtuvo una cuenta total de fluorescencia, en unidades arbitrarias, emitida por la nube en presencia del haz de 420 nm. La gráfica se muestra en la Fig. 37, donde podemos observar un comportamiento de saturación, pero es una saturación en cuanto a átomos disponibles para absorción luz de 420 nm. Esto se puede pensar como que los átomos en la nube dejan de estar en la transición cíclica, lo cual deja dos posibilidades que estos átomos son llevados al nivel excitado $6p_{3/2}$ o que simplemente son sacados de la trampa. Lo cual requiere un segundo experimento donde se mida realmente si alguno está siendo llevado al nivel $6p_{3/2}$, esto mediante la detección de fluorescencia de 420 nm proveniente de los átomos que decaigan directamente del estado $6p_{3/2}$ al estado $5p_{1/2}$. La otra posibilidad es que sean sacados de la trampa debida a la presión de radiación que ejerce el láser de 420 nm, lo cual genera una disminución de los átomos de la trampa e incluso se puede observar como la presencia del haz de 420 nm desplaza a la nube hacia la dirección de propagación de la luz. La intensidad de ionización de ^{85}Rb es de $7.36(9)\text{eV}$. La energía de un fotón de 420 nm es de 4.73×10^{-19} J, mientras que la energía de ionización del Rubidio es de 1.17×10^{-18} J, entonces podemos descartar que esto le ocurra a los átomos en la trampa. El diámetro del haz de 420 nm a FWHM medido es de $1.48 \text{ mm} \pm 0.14 \text{ mm}$. En promedio la potencia utilizada fue de $250 \mu\text{W}$, lo que nos dice que la intensidad promedio es de $36.33 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. Este experimento nos brinda información sobre qué región de potencias del haz

de 420 nm podemos utilizar para el siguiente experimento que sería hacer incidir un láser de 1050 nm para así llevar a los átomos del nivel $6p$ al $20s$, lo cual generaría átomos de Rydberg con $n=20$.

Figura 36: Imágenes de la MOT en presencia de luz de 420nm a distintas potencias (Colores Falsos).



Las imágenes en la figura 36 muestran el efecto del haz de 420 nm, sin embargo el haz es mas grande que la nube, también podemos modificar el tamaño de este haz para producir efectos localizados donde nosotros queramos. En la figura 38 observamos como el haz de 420 nm esta siendo enfocado de tal forma que al llegar a la nube este es mas pequeño que la nube sacando de la transición cíclica a solo unos cuantos átomos formando un agujero en la nube.

Figura 37: Gráfica que muestra el comportamiento de saturación para potencias del haz de 420 nm, en la MOT

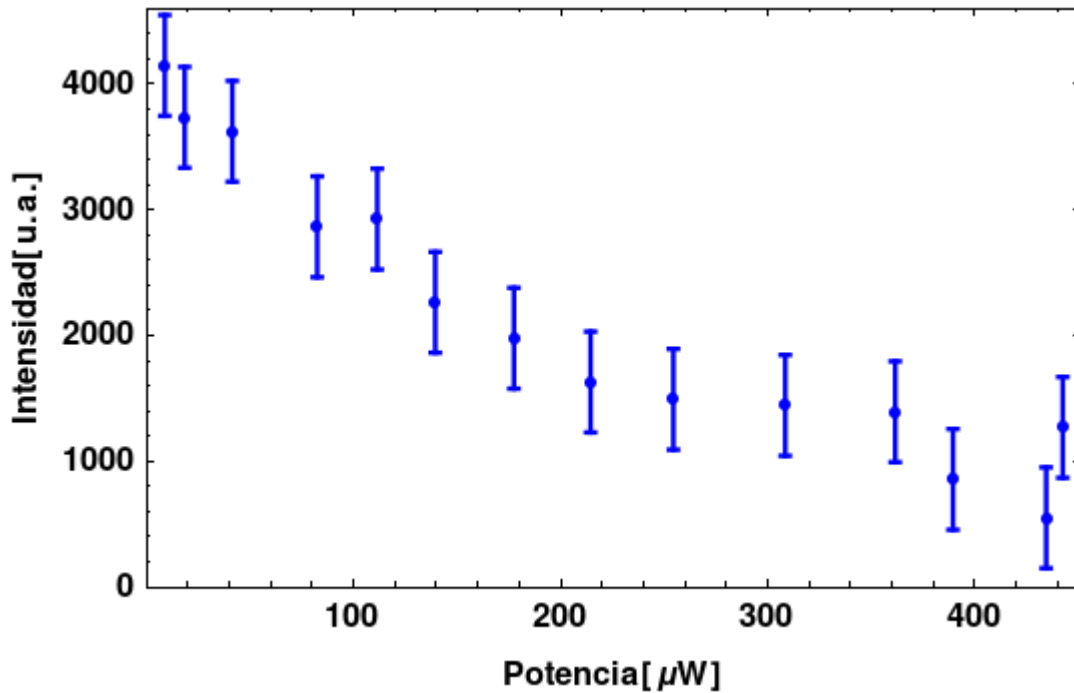
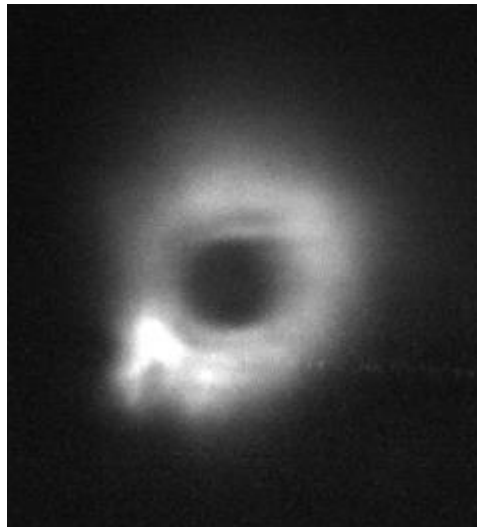


Figura 38: Imagen mostrando el efecto de un haz de 420 nm enfocado, de tal forma que es mas pequeño que la nube de átomos atrapados lo que genera un agujero en la nube.



VI. CONCLUSIONES

Se logró implementar un sistema pulsado para la caracterización de la trampa magneto-óptica, compuesto por un programa en LabView que controla los obturadores mecánicos,

el obturador de campo magnético y la adquisición de imágenes. El dispositivo es capaz de realizar procesos de ordenes de microsegundo, tiempo característico que se requiere para la realización de experimentos con la nube de átomos fríos. Se realizó la caracterización de la cámara Guppy F-044, donde se definió un rango de potencias para la operación óptima de la cámara CCD, siendo de suma importancia para futuros experimentos con métodos de imagen de absorción. También se realizó la caracterización de la primera transición requerida para la generación de átomos de Rydberg, cumpliendo con el objetivo de encaminar el experimento para futuros trabajos con estos átomos. Se midió la densidad atómica en la nube de átomos fríos utilizando el sistema pulsado, el número de átomos se encuentra en el orden de millones de átomos, lo cuál concuerda con mediciones previamente hechas para la misma cámara de vacío y el mismo dispensador de rubidio, cabe destacar que en el experimento expuesto en esta tesis se utilizaron láseres distintos en contraste de las mediciones previamente mencionadas. La medición realizada de la temperatura está por debajo de la reportada anteriormente, esto se puede explicar por diversos factores que sirven para identificar para mejorar el dispositivo experimental, los cuales deben de ser considerados para experimentos futuros.

VII. PERSPECTIVAS

En el laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares se tiene un resultado reciente, se logró producir y detectar átomos de Rydberg con $n=20$, esto en átomos térmicos alojados en una celda de vidrio. La producción se logró por el camino ya mencionado anteriormente llevando a los átomos del estado $5S \rightarrow 6P \rightarrow 20S$. Las transiciones eran promovidas mediante radiación de 420 nm para llegar al nivel $6P$ y de 1050 nm para llevarlos finalmente al $20S$. La detección se logró al medir la absorción de la radiación de 420 nm, esto mediante un sistema de detección en fase, el cual permite observar mediciones con una intensidad muy baja, especialmente útil para medir cambios pequeños como los presentes en el experimento. Con esto se logró hacer la espectroscopia de la estructura hiperfina del nivel $20S$. También se logró medir la constante de estructura hiperfina. Esta medición en especial conlleva poder tener una calibración en frecuencia, la cual fue lograda gracias a la utilización de un Modulador Acusto-Óptico (AOM). El AOM proveía un segundo haz modulado a una frecuencia que nosotros podemos elegir, esto proveía una espectroscopia

duplicada que difería en frecuencia lo previamente seleccionado, logrando de esta forma una regla para medir la distancia entre niveles.

El siguiente objetivo es lograr la producción y detección de átomos de Rydberg en átomos fríos. Una de las ventajas que tendremos sobre el experimento en átomos térmicos es una mayor resolución, ya que el efecto de ensanchamiento en los espectros, proveniente del movimiento de los átomos se ve disminuido, pues la velocidad de los átomos fríos es relativamente mas baja. Sin embargo, una de las dificultades que subyacen al querer realizar este experimento en átomos fríos es el control que se requiere en los procesos de excitación y detección, estos deben estar coordinados con los procesos de enfriamiento. Es por esto que esta tesis tiene relevancia en ese apartado, pues como resultado se tiene un sistema automatizado que permite realizar estos procesos. Además de que se hace una primera caracterización del efecto que tiene la radiación de 420 nm sobre los átomos fríos. Lo siguiente es poder incluir en los procesos automatizados el láser de 420 nm y en consecuencia el láser de 1050 nm. Realizar una caracterización del efecto de esta radiación en los átomos fríos. También se tiene en la lista el diseño de los experimentos que permitirán finalmente hacer la detección de átomos de Rydberg. Esto nos acerca a nuestro primer objetivo de producir átomos de Rydberg fríos.

-
- [1] H. M. Florez, L. S. Cruz, M. H. G. de Miranda, R. A. de Oliveira, J. W. R. Tabosa, M. Martinnelli, and D. Felinto, “Power-broadening-free correlation spectroscopy in cold atoms,” *Physical Review A*, vol. 88, p. 033812, Sept. 2013.
 - [2] A. Bounds, N. Jackson, R. Hanley, R. Faoro, E. Bridge, P. Huillery, and M. Jones, “Rydberg-Dressed Magneto-optical Trap,” *Physical Review Letters*, vol. 120, p. 183401, May 2018.
 - [3] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, “Quantum information with Rydberg atoms,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pp. 2313–2363, Aug. 2010.
 - [4] J. Liu, X. Wang, J. Mellado Muñoz, A. Kowalczyk, and G. Barontini, “Vortex conveyor belt for matter-wave coherent splitting and interferometry,” *Scientific Reports*, vol. 9, p. 1267, Dec. 2019.
 - [5] V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, “Gravity measurements below 109 g with a transportable absolute quantum gravimeter,”

- Scientific Reports*, vol. 8, p. 12300, Dec. 2018.
- [6] J. Harold Metcalf and P. Van Der Straten, *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag New York In., 1999 ed.
- [7] D. Adam Steck, “Rubidium 85 D Line Data,” 2008.
- [8] D. Adam Steck, “Rubidium 87 D Line Data,” 2001.
- [9] C. J. Foot, *Atomic physics*. No. 7. Atomic, Optical, and laser physics in Oxford master series in physics, Oxford ; New York: Oxford University Press, 2005. OCLC: ocm57478010.
- [10] S. Haroche, “Rydberg Atoms and Radiation,” in *Methods of Laser Spectroscopy* (Y. Prior, A. Ben-Reuven, and M. Rosenbluh, eds.), pp. 25–32, Boston, MA: Springer US, 1986.
- [11] T. F. Gallagher, *Rydberg atoms*. No. 3 in Cambridge monographs on atomic, molecular, and chemical physics, Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 1994.
- [12] C. Pearman, C. S. Adams, S. Cox, P. Griffin, D. Smith, and I. Hughes, “Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking,” *J. Phys. B: At. Mol. Opt Phys.*, vol. 35, Dec. 2002.
- [13] P. A. Tipler and R. A. Llewellyn, *Modern physics*. New York, NY: W.H. Freeman, 5th ed ed., 2008.
- [14] M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, I. C. McLeod, E. Tarleton, and I. G. Hughes, “Polarization spectroscopy in rubidium and cesium,” *Physical Review A*, vol. 73, June 2006.
- [15] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, and R. E. Scholten, “Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, pp. 4477–4479, Dec. 2001.
- [16] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier, “A simple extended-cavity diode laser,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, pp. 1236–1239, Mar. 1998.
- [17] Moglabs, “Manual de láser cateye 420nm.” http://www.moglabs.com/uploads/2/4/2/1/24212474/moglabs_cel_manual_rev112.pdf, Nov 2017. Accessed on 2017-11-11.
- [18] Z. Xu, S. Zhang, Y. Li, and W. Du, “Adjustment-free cat’s eye cavity He-Ne laser and its outstanding stability,” *Optics Express*, vol. 13, p. 5565, July 2005.
- [19] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, and J. Javanainen, “Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 11, p. 703, May 1994.

- [20] M. S. Yoon, “Experiments on magnetic transport, magnetic trapping, and bose-einstein condensation (phd thesis), university of oxford, 2009,” 2009.
- [21] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, “Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 49, pp. 31–75, Jan. 1977.
- [22] R. S. Díaz, “Caracterización de la trampa magneto-Óptica del instituto de ciencias nucleares de la unam (tesis de maestria),” 2014.
- [23] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, and M. Weidemüller, “Low-cost mechanical shutter for light beams,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, pp. 4402–4404, 12 2002.
- [24] A. Vision, “Datasheet camera guppy f-044 nir b/c,” 2015.