



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

CARACTERIZACIÓN DE LA TRAMPA
MAGNETO-ÓPTICA DEL INSTITUTO DE CIENCIAS
NUCLEARES DE LA UNAM.

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

JOSÉ RICARDO SANTILLÁN DÍAZ

TUTOR PRINCIPAL:

DR. JOSÉ IGNACIO JIMÉNEZ MIER Y TERÁN
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTOR:

DRA. ROCÍO JAUREGUI RENAUD
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTOR:

Dr. FRANCISCO JAVIER SEVILLA PÉREZ
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

25 de noviembre de 2014



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.

*A mi tutor y amigo Pepe Jiménez
Gracias por todo su apoyo y enseñanzas.*

Agradecimientos

En seguida doy un breve agradecimiento a aquellas personas que de uno u otro modo han estado conmigo y me han apoyado a lo largo de estos últimos años en los que desarrollé este proyecto.

Gracias a mi madre y a mis abuelos Eligio y Carmen cuyo ejemplo y cariño que siempre me ha acompañado; a mi tutor el Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán a quien le dedico este trabajo, muchas gracias por todo lo que ha hecho por mi y todo lo que me ha enseñado; a el equipo del Laboratorio de Átomos Fríos del ICN, en especial a Cristian un excelente maestro y excepcional amigo; a los doctores Fernando Ramírez Martínez y Jesús Flores Mijangos muchas gracias por todo lo que me han enseñado; a la Dra. Rocío Jauregui Renaud gracias por su apoyo y valiosos consejos; al Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM y al Técnico José Rangel Gutierrez responsable del Taller Mecánico y Eléctrico.

A Omar Adame, gracias por tu amistad incondicional y por creer siempre en mi; a Talía y Rebeca; a Carlos Guerrero gracias por siempre mostrarme lo mejor de ti; a Hans; a mis amigos que siempre han estado conmigo Guille, Roberto y Leos, siempre pienso en ustedes; a Rafael Canales, sin ti todo sería muy distinto, y a la familia Canales Terán muchas gracias porque me han hecho sentir parte de ustedes; por último muchas gracias a los amigos que conocí a lo largo de este proyecto Nain, Alejandro Perea, Luis Cortez, Temi y Lili.

Al CONACYT por la beca de maestría del Programa Nacional de Posgrados de Calidad y el apoyo de los proyectos SEP-CONACYT 168498-11 y SEP-CONACYT 168451-11. A la DGAPA por el apoyo de los proyectos PAPIIT IA-101714, IA-101012, IN-116309 e IN-110812.

Resumen

En esta tesis se presenta la descripción de las componentes, el funcionamiento y la caracterización de las propiedades físicas de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Actualmente se llevan a cabo dos proyectos de investigación en paralelo. El primero consiste en el desarrollo de un sistema experimental para la producción de estados de Rydberg en átomos de rubidio por medio de la excitación con tres fotones. El segundo proyecto consiste en medir la transición cuadrupolar eléctrica $5p\ 2P_{3/2} \rightarrow 6p\ 2P_{3/2}$ en rubidio. Ambos proyectos se están desarrollando en celdas de espectroscopía a temperatura ambiente para después ser trasladados al interior de la trampa magneto-óptica, con lo que se espera eliminar los efectos de ensanchamiento Doppler. Para este fin es necesario contar con una trampa magneto-óptica reproducible y bien caracterizada. Dicha caracterización consiste en determinar las propiedades físicas de la MOT como número de átomos, densidad atómica, tiempo de carga y temperatura de la nube atómica. Además de mostrar la dependencia de estas propiedades respecto a parámetros como gradiente de campo magnético, desintonía e intensidad del haz de atrapamiento y presión dentro de la cámara de vacío.

Las mediciones para determinar las propiedades físicas de la MOT se obtuvieron por medio de la toma de imágenes de absorción y fluorescencia de la nube atómica. Entre los resultados se encontró que bajo las condiciones actuales es posible atrapar arriba de 2×10^6 átomos con temperaturas alrededor de $200\ \mu\text{K}$.

Índice general

1. Introducción	1
2. Trampa magneto óptica	4
2.1. Estructura interna del rubidio	4
2.1.1. División de los niveles hiperfinos por efecto Zeeman	5
2.2. Técnicas de enfriamiento láser	6
2.2.1. Enfriamiento Doppler	7
2.3. Trampa magneto-óptica (MOT)	9
2.3.1. MOT en tres dimensiones	12
2.3.2. Tasas de captura y pérdida en la MOT	13
2.3.3. Determinación de la temperatura en la MOT	15
2.4. Medición de las propiedades de la MOT	16
2.4.1. Imagen de fluorescencia	16
2.4.2. Imagen de absorción	17
3. Desarrollo Experimental	22
3.1. Sistema de vacío y fuente de rubidio	22
3.1.1. Cámara de vacío	22
3.1.2. Bomba de vacío	23
3.1.3. Dispensador de rubidio	23
3.2. Bobinas de atrapamiento y compensación	24
3.3. Láseres	24
3.3.1. Láser de atrapamiento	25
3.3.2. Láser de rebombeo e imagen	26
3.4. Sistemas de espectroscopía	27
3.4.1. Ensanchamiento natural	27
3.4.2. Ensanchamiento Doppler	27
3.4.3. Espectroscopía de absorción saturada	28
3.4.4. Espectroscopía de polarización	28
3.5. Sistema de anclado de láseres	33

3.5.1. Medición de la desintonía del haz de atrapamiento	34
3.6. Obturación de haces y campo magnético	35
3.6.1. Obturación del Campo Magnético	35
3.6.2. Obturadores mecánicos	36
3.7. Cámara CCD	39
3.7.1. Sincronización de la cámara	39
3.7.2. Calibración de distancia sobre el chip CCD	41
3.8. Esquema óptico de la MOT	42
3.8.1. Esquema óptico para la imagen de absorción	45
3.9. Programa de control	45
3.9.1. Descripción del programa	46
4. Resultados	51
4.1. Tiempo de carga de la nube atómica	51
4.2. Número de átomos atrapados	53
4.3. Temperatura de la nube atómica	55
4.4. Densidad atómica	57
4.5. Resultado reciente	59
5. Conclusiones	60
A. Propiedades del rubidio	61
B. Cálculo del campo magnético cuadrupolar	63
C. Pasos para enfriar y atrapar átomos	65

Índice de figuras

2.1. Estructura hiperfina de ^{85}Rb y ^{87}Rb	5
2.2. División de los niveles hiperfinos por efecto Zeeman	6
2.3. Par de haces contrapropagantes	7
2.4. Fuerza de dispersión respecto a la velocidad	9
2.5. Esquema unidimensional unidimensional de la MOT	10
2.6. Esquema de la MOT.	12
2.7. Fluorescencia durante el proceso de carga de la nube atómica.	17
2.8. Ejemplo de las tres imágenes requeridas para obtener la densidad óptica. (a) Imagen de sombra. (b) Imagen de prueba. (c) Imagen de oscuridad. (d) Densidad óptica	19
2.9. Suma del número de cuentas por renglones y columnas	20
2.10. Secuencia de imágenes de absorción de la caída de la nube atómica.	21
2.11. Gráficas del cuadrado de los anchos a 1/e horizontal y vertical.	21
3.1. Sistema de vacío y fuente de Rubidio.	22
3.2. Configuración láser de cavidad extendida	25
3.3. Controlador del láser, Vortex 6000.	25
3.4. Láser con cavidad Littrow	26
3.5. Espectroscopía de polarización.	29
3.6. Espectros de dispersión de ^{85}Rb y ^{87}Rb	31
3.7. Espectros de dispersión de ^{85}Rb y ^{87}Rb	32
3.8. Diagrama de anclado	33
3.9. Diseño óptico del batimiento entre el haz de imagen y el de atrapamiento.	34
3.10. Desintonía entre el haz de imagen y el de atrapamiento. Frecuencia 12.7(1)MHz, ancho de banda 5.27(6)MHz.	35
3.11. Circuito obturador de campo magnético	35
3.12. Caracterización de la obturación de campo magnético	36
3.13. Obturador mecánico	36
3.14. Diagrama de la obturación de haces	37
3.15. Señal de obturación	38
3.16. Optimización del desempeño del obturador	38

3.17. Estructura temporal de la señal de salida de la cámara CCD	40
3.18. Pulso de sincronización del reloj interno de la cámara	40
3.19. Pareja de pulsos para la adquisición de imagen.	41
3.20. Determinación de la magnificación del sistema.	41
3.21. Número de pixeles que ocupan una franja vertical (a) y una horizontal (b).	42
3.22. Esquema óptico de la MOT	44
3.23. Sistema de imagen	45
3.24. Secuencia de pulsos digitales	47
3.25. Diagrama de flujo del programa	48
3.26. Panel frontal, pestaña del control de procesos	49
3.27. Panel frontal, pestañas de resultados	50
4.1. Gráficas de la fluorescencia de la nube en función del tiempo, durante el proceso de carga, para distintos valores de corriente en el dispensador de rubidio (I_{disp}).	52
4.2. Tiempo de carga de la nube atómica en función de la presión en el interior de la cámara.	52
4.3. Gráficas del número de átomos atrapados.	54
4.4. Gráfica del número de átomos respecto a la intensidad del haz de atrapamiento para gradiente de campo magnético igual a 8 Gauss/cm, desintonía del haz de atrapamiento de 12.6 MHz y presión en el interior de la cámara de vacío de 3.7×10^{-9} torr.	55
4.5. Gráficas de la temperatura.	56
4.6. Gráficas de la densidad atómica.	58
4.7. Fluorescencia violeta de la MOT en presencia de un haz de 776 nm sintonizado en la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$	59
B.1. Gráficas de contorno del campo magnético para las configuraciones Helmholtz (a) y anti-Helmholtz (b).	64

Índice de tablas

3.1. Magnificación del sistema	42
A.1. Propiedades del ^{85}Rb	61
A.2. Propiedades del ^{87}Rb	62

Capítulo 1

Introducción

La idea de que la radiación electromagnética puede ejercer fuerza sobre la materia se remonta a los tiempos de Kepler [2], quien postuló que la cola de los cometas apunta en dirección opuesta al sol debido al flujo de luz que éste emite. En el siglo XIX, James Clerk Maxwell a través de su teoría electromagnética pudo dar un carácter cuantitativo a dichas fuerzas y afirmó que la luz ejerce una presión de radiación en la misma dirección de su trayectoria [18]. El pequeño valor numérico de la presión de radiación, del sol sobre la superficie terrestre ($4.6\mu\text{Pa}$) o bien de las fuentes térmicas de laboratorio, dificultó el estudio de dicha cantidad por lo que las primeras pruebas experimentales que demostraron la existencia de presión de radiación fueron encontradas por Lebedev en 1901 y por Nichols y Hull en 1903 ambos observaron la desviación de unas paletas de metal suspendidas en vacío por efecto de un haz de luz [25]. Con el siglo XX llegaría una completa revolución en el estudio de la interacción de radiación con la materia. En 1933 Frisch deflectó, 0.01 mm, un haz de átomos de sodio usando radiación resonante de una lámpara [18]. Y en 1936 R. A. Beth usó un péndulo de torsión con el que pudo observar el momento angular de la luz [7].

Con la llegada del láser en 1960 [33], la capacidad para llevar a cabo este tipo de experimentos se incrementó enormemente ya que por primera vez se disponía de una fuente de radiación intensa con una banda de frecuencia muy angosta. Ashkin reconoció, en 1970, este gran potencial para manipular átomos y en 1972 se repitieron los experimentos de deflexión de haces atómicos que Frisch llevó a cabo en 1933, esta vez usando un láser de colorante en lugar de lámparas de descarga con lo que se obtuvieron deflexiones por lo menos 10 veces mayores [18]. Las primeras ideas para el uso de luz láser en un nuevo mecanismo de enfriamiento de iones y átomos, conocido como enfriamiento Doppler, fueron propuestas en 1975 por Hansch y Schawlow [16]. Posteriormente en 1978 Wineland, Drullinger y Walls publicaron el primer experimento de enfriamiento láser en el cual enfriaron una nube de iones de magnesio sostenida en una trampa de Penning [45]. Ese mismo año Neuhauser, Hohenstatt, Toschek y Dehmelt reportaron enfriamiento láser de iones

atrapados de Bario [24].

El enfriamiento y atrapamiento empleando luz láser son dos muestras distintas, aunque muy ligadas, de la interacción mecánica entre materia y luz. El enfriamiento láser se refiere en concreto a la desaceleración ya sea de átomos neutros o iones en un gas por medio de una fuerza que ejerce la luz y que es dependiente de la velocidad de las partículas. El atrapamiento láser se refiere al confinamiento de átomos de una muestra gaseosa, dentro de una región muy pequeña por medio de una fuerza que ejerce la luz y es dependiente de la posición de las partículas. En 1985 se logró obtener la primer melaza óptica tridimensional [8] con átomos de sodio. En 1986 se observó por primera vez átomos ópticamente atrapados en una trampa dipolar formada en el punto focal de un haz intenso desintonizado al rojo [9]. En 1988 se concibió la trampa magneto-óptica (MOT) [32] que incorporaba un campo cuadrupolar magnético al esquema de la melaza óptica.

Actualmente las técnicas de enfriamiento y atrapamiento láser han permitido llevar a cabo experimentos con átomos que hasta hace algunas décadas parecían imposibles de realizarse fuera de la mente, principalmente debido a que a temperatura ambiente los átomos se mueven con velocidades supersónicas (~ 350 m/s) además al ser neutros no es sencillo atraparlos. El enfriamiento láser permite obtener de manera rutinaria muestras de átomos prácticamente en reposo con temperaturas del orden de micro-Kelvin. Entre las aplicaciones del enfriamiento y atrapamiento láser está la construcción de relojes atómicos que usan espectroscopía de precisión para medir el tiempo con una exactitud sin precedentes. Se puede también tomar varios átomos y enfriarlos aún más por evaporación para formar un condensado de Bose-Einstein o un gas degenerado de Fermi.

La idea de construir una trampa magneto-óptica en el Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM (ICN) se remonta al año 2000. Para llevar a cabo su construcción se creó el Laboratorio de Átomos Fríos. El equipo del laboratorio tuvo que desarrollar experiencia en el manejo de láseres, sistemas de vacío, electrónica y detección. Una de las principales razones por la que se escogió rubidio como el elemento para formar la MOT es porque la transición que se utiliza para atrapar y enfriar a los átomos es una transición cíclica y los átomos que llegan a salir de la transición pueden ser devueltos mediante un láser de rebombado. Además la frecuencia de resonancia para las transiciones del estado base al estado excitado de los átomos está en la región del infrarrojo cercano lo cual facilita la construcción de los láseres que producen dicha luz.

La primer nube de átomos de rubidio atrapados en el ICN se obtuvo el 17 de agosto de 2007. Actualmente se llevan a cabo dos proyectos de investigación en paralelo. El primero consiste en el desarrollo de un sistema experimental para la producción de estados de Rydberg en átomos de rubidio por medio de la excitación con tres fotones¹. El segundo proyecto consiste en medir la transición cuadrupolar eléctrica $5p\ 2P_{3/2} \rightarrow 6p\ 2P_{3/2}$ en ru-

¹Más información acerca del avance de este proyecto puede consultarse en [15].

bidio. Ambos proyectos se están desarrollando en celdas de espectroscopía a temperatura ambiente para después ser trasladados al interior de la trampa magneto-óptica, con lo que se espera eliminar los efectos de ensanchamiento Doppler. Para este fin es necesario contar con una trampa magneto-óptica reproducible y bien caracterizada. El objetivo de este trabajo es llevar a cabo dicha caracterización, la cual consiste en determinar las propiedades físicas de la MOT como número de átomos, densidad atómica, tiempo de carga y temperatura de la nube atómica. Además de mostrar la dependencia de estas propiedades respecto a parámetros como gradiente de campo magnético, desintonía e intensidad del haz de atrapamiento y presión dentro de la cámara de vacío.

La estructura de esta tesis se compone de 5 capítulos que se describen a continuación:

- Capítulo 1. Se presenta una breve historia del estudio de la interacción entre radiación y materia que llevó a la concepción del enfriamiento Doppler y más tarde a la invención de la primer trampa magneto-óptica. Se menciona los orígenes de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM, y la importancia de este trabajo en algunos de los proyectos que se llevan a cabo actualmente;
- Capítulo 2. Se presenta el marco teórico detrás del funcionamiento de una trampa magneto-óptica, las propiedades físicas de la nube atómica que se espera caracterizar como temperatura, tiempo de carga, dimensiones espaciales y número de átomos atrapados y densidad atómica. Además de las técnicas de imagen de absorción y fluorescencia que se emplearon para la caracterización de la MOT;
- Capítulo 3. Se presenta el esquema general de la MOT sobre la mesa óptica. Se describen las partes que conforman la trampa como láseres, electrónica, elementos ópticos y de vacío. También se describe a detalle el dispositivo y los programas de control de procesos para la adquisición de imágenes de absorción de la MOT;
- Capítulo 4. Se analizan los resultados de las mediciones por imagen de fluorescencia del tiempo de carga y los resultados de las imágenes de absorción para la temperatura, número de átomos y densidad atómica. Además se discute la dependencia de dichas propiedades respecto a los parámetros de presión en el interior de la cámara de vacío, desintonía e intensidad del haz de atrapamiento y gradiente de campo magnético;
- Capítulo 5. Se presentan las conclusiones de la caracterización en particular los valores de gradiente de campo magnético, intensidad y desintonía del haz de atrapamiento que minimizan la temperatura y maximizan la densidad atómica y el número de átomos atrapados.

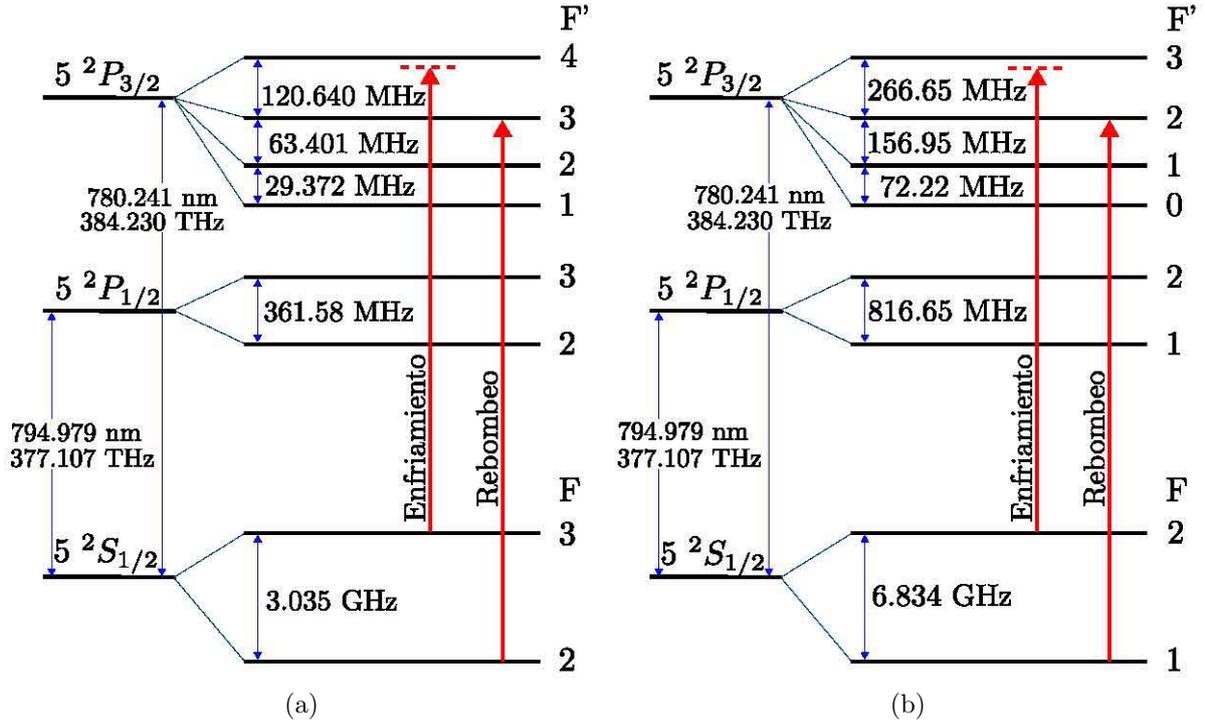
Capítulo 2

Trampa magneto óptica

2.1. Estructura interna del rubidio

El rubidio (Rb) es un metal alcalino que a temperatura ambiente se presenta cómo un sólido blando con densidad de $1.53 \times 10^3 \text{Kg/m}^3$ y presión de vapor de $5.23 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ a 25°C . El rubidio tiene dos isótopos naturales ^{87}Rb con 28 % de abundancia y espín nuclear $I = \frac{3}{2}$ y ^{85}Rb con 72 % de abundancia y espín nuclear $I = \frac{5}{2}$. La configuración electrónica en el estado base del rubidio es: $1s^2; 2s^2, 2p^6; 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^6; 5s^1$. El último electrón de la estructura del rubidio (electrón de valencia) le permite comportarse de forma similar al hidrógeno. El primer estado excitado del rubidio es el nivel $5p^1$, la frecuencia de excitación del estado base al primer estado excitado está en la región del infrarrojo cercano ($\lambda = 780 \text{ nm}$). Estas propiedades lo hacen muy conveniente para espectroscopía en celdas de vapor y para experimentos de enfriamiento y atrapamiento láser.

Debido a que la coraza electrónica posee capa cerrada, la única contribución al momento angular orbital la aporta el electrón de valencia. El estado de este electrón está completamente determinado por sus momentos angulares orbital ℓ y de espín s . Estos dos momentos se acoplan de la forma usual dando lugar al momento angular total del electrón \mathbf{j} . Los posibles valores para el número cuántico de momento angular total j son $|\ell - s|, |\ell - s| + 1, \dots, \ell + s - 1, \ell + s$. En el caso del rubidio la única contribución al momento angular total del átomo la aporta el electrón de valencia, el momento angular orbital es $\mathbf{L} = \ell$, el momento angular de espín es $\mathbf{S} = s$ y el momento angular total es $\mathbf{J} = \mathbf{j}$. La interacción espín-órbita $V_{so} = \mathbf{A}\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ depende de la orientación de \mathbf{S} con respecto a \mathbf{L} , por lo que diferentes valores de \mathbf{J} corresponden a distintas energías. Esta división de estados a causa de la interacción espín-órbita es conocida como estructura fina del átomo. Para representar los estados que resultan de la interacción espín-órbita hacemos uso de la notación Russell-Saunders[20], $n^{2S+1}L_J$, donde n es el número cuántico principal del electrón de valencia. El estado base del rubidio es $5^2S_{\frac{1}{2}}$, mientras que los primeros estados excitados del electrón son $5^2P_{\frac{1}{2}}$ y $5^2P_{\frac{3}{2}}$.


 Figura 2.1: Estructura hiperfina del ^{85}Rb (a) y ^{87}Rb (b) [37, 38].

La interacción hiperfina acopla el momento angular del electrón \mathbf{J} y el momento angular nuclear \mathbf{I} para formar el momento angular total $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$. Los posibles números cuánticos de F son $|J - I|, |J - I| + 1, \dots, J + I - 1, J + I$. Para cada uno de estos números existe un nivel accesible para el electrón, estos niveles son conocidos como niveles hiperfinos y se representan por las letras F y F' para los estados base y excitado respectivamente. En el caso del rubidio los niveles hiperfinos son:

Isótopo	Estado base $5^2S_{1/2}$	Estado excitado $5^2P_{3/2}$
^{87}Rb	$F = 1, 2$	$F' = 0, 1, 2, 3$
^{85}Rb	$F = 2, 3$	$F' = 1, 2, 3, 4$

Las reglas de selección para las posibles transiciones hiperfinas son: $\Delta F = 0, \pm 1$; $\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta s = 0$ [13]. En las figuras 2.1 y 2.1 se muestran las posibles transiciones hiperfinas para ^{85}Rb y ^{87}Rb respectivamente.

2.1.1. División de los niveles hiperfinos por efecto Zeeman

A continuación se estudiará la acción del efecto Zeeman sobre la estructura hiperfina. El hamiltoniano que describe la división por efecto Zeeman de los estados base hiperfinos, debido a la interacción entre el momento magnético del electrón y un campo magnético externo \mathbf{B} , es

$$H = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + g_J\mu_B\mathbf{B} \cdot \mathbf{J}. \quad (2.1)$$

Si el campo magnético es débil, es decir si la interacción con el campo externo es menor que la interacción hiperfina, el efecto Zeeman divide cada nivel hiperfino en $2F + 1$ estados, todos ellos etiquetados por los números cuánticos M_F . Para el caso $J = 1/2$, la energía de Zeeman como función del campo magnético queda descrita por la fórmula de Breit-Rabi[38, 47]

$$E(F_{\pm}, M_F) = -\frac{h\nu_{hfs}}{2(2I + 1)} + g_I M_F \mu_B B \pm \frac{h\nu_{hfs}}{2} \sqrt{1 + \frac{4M_F}{2I + 1}x + x^2}, \quad (2.2)$$

donde $x = (g_I + g_S) \frac{\mu_B B}{h\nu_{hfs}}$, y $h\nu_{hfs}$ es la separación entre los estados base hiperfinos $F_+ = I + 1/2$ y $F_- = I - 1/2$ cuando el campo magnético vale cero. g_I y g_S son los factores g nuclear y de espín respectivamente. Las constantes requeridas para la fórmula de Breit-Rabi, para los dos niveles hiperfinos del estado base $5^2S_{1/2}$ de ^{85}Rb , se presentan en la tabla A.1 del apéndice A. En la figura 2.2 se utiliza la fórmula de Breit-Rabi (ecuación 2.2) y los datos de la tabla A.1 para mostrar la separación entre los subniveles de hiperfinos del estado base para ^{85}Rb como función de un campo magnético débil.

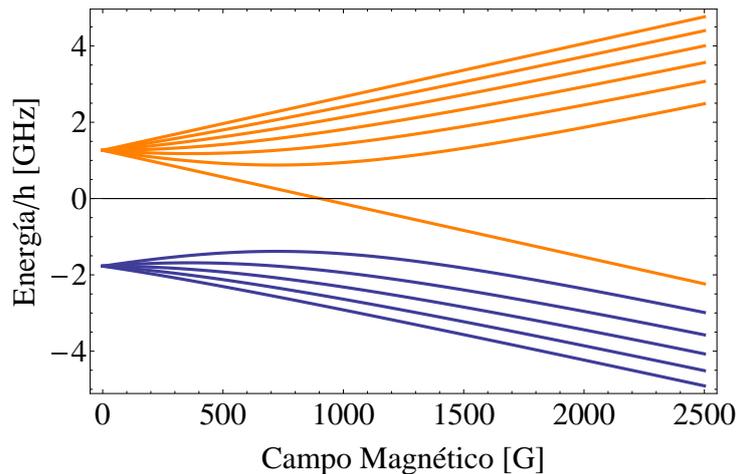


Figura 2.2: Diagrama del efecto Zeeman sobre la estructura hiperfina del estado base de ^{85}Rb como función de un campo magnético externo B .

2.2. Técnicas de enfriamiento láser

Las fuerzas radiantes que la luz puede ejercer sobre los átomos pueden separarse en dos grupos, conservativas y disipativas. Una fuerza disipativa se deriva de la transferencia de momento que un átomo experimenta cuando emite espontáneamente un fotón previamente absorbido. Cada fotón absorbido por el átomo le transfiere momento en la dirección de propagación del fotón. Después de un tiempo ocurre la emisión espontánea del fotón la cual hace retroceder al átomo en dirección opuesta al fotón emitido. Ya que la emisión ocurre en dirección arbitraria, después de varios ciclos de absorción-emisión, el momento total

transferido al átomo debido a las emisiones se promedia a cero y la fuerza neta que actúa sobre el átomo es únicamente en la dirección de la luz incidente, con magnitud igual al producto del momento que transfiere un fotón ($\hbar\vec{k}$) y la tasa de ciclos de absorción-emisión (R). La fuerza disipativa es dependiente de la velocidad del átomo, esta dependencia conduce al esquema de enfriamiento Doppler y al concepto de melaza óptica. Si la fuerza disipativa se hace dependiente de la posición, los átomos permanecerán atrapados en lo que se conoce como trampa magneto-óptica. En 1987 Raab *et al.* mostraron una configuración para una trampa magneto-óptica usando un gradiente de campo cuadrupolar y tres haces ortogonales retro-reflejados [32].

2.2.1. Enfriamiento Doppler

El proceso conocido como enfriamiento Doppler se basa en la dependencia de la presión de radiación con la velocidad atómica a causa del efecto Doppler. Este esquema fue propuesto por primera vez en 1975 por Hänsch y Schawlow [16] para átomos libres. Consideremos por simplicidad el caso unidimensional. Dos haces idénticos contrapropagantes a lo largo de la dirección del eje z inciden sobre un átomo, la frecuencia en ambos haces (ω) es la misma y está ligeramente desintonizada hacia el rojo con respecto a la frecuencia de transición ($\delta = \omega - \omega_0 < 0$). Cuando el átomo se encuentra en reposo la presión de radiación de un haz se balancea con la del opuesto y la fuerza ejercida sobre el átomo es cero, figura 2.3(a). Mientras que para un átomo con velocidad \vec{v} , el haz con vector de onda \vec{k} que se propaga en la dirección de movimiento del átomo ($\vec{k} \cdot \vec{v} > 0$), tiene una frecuencia aparente $\delta - kv_z$ que se aleja de resonancia por efecto Doppler. A diferencia del otro haz ($\vec{k} \cdot \vec{v} < 0$) cuya frecuencia aparente $\delta + kv_z$ está más cerca de resonancia. Por lo tanto el átomo absorberá preferentemente fotones del haz que se propaga en dirección opuesta al movimiento del átomo (figura 2.3(b)), esto da lugar a un desequilibrio en las fuerzas por lo tanto el átomo experimenta una fuerza neta en contra de su movimiento y es desacelerado casi hasta el reposo. Cuando el átomo se haya frenado lo suficiente, el corrimiento Doppler será despreciable y dispersará fotones del mismo modo para ambos haces por lo que las fuerzas sobre el átomo tenderán a equilibrarse.

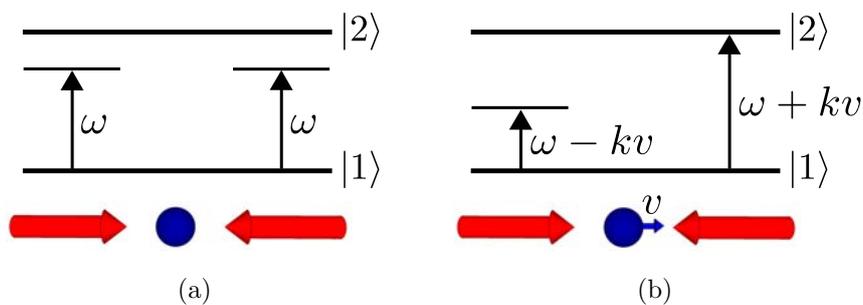


Figura 2.3: Efecto de un par de haces contrapropagantes sobre un átomo en reposo (a) y uno en movimiento (b).

Cuando un fotón con vector de onda \vec{k} es absorbido, el momento transferido al átomo es $\hbar\vec{k}$ en la dirección del haz, mientras que para las emisiones espontáneas el momento total promediado en el tiempo es cero tal como se discutió previamente. La tasa de dispersión de fotones está dada por [13]

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma]^2}, \quad (2.3)$$

donde Γ es la tasa de decaimiento del estado excitado, \vec{v} es la velocidad del átomo. I es la intensidad del láser, e I_{sat} es la intensidad de saturación para la transición del estado base al estado excitado. Entonces la fuerza ejercida por el haz es igual al producto de la tasa de dispersión de fotones con el momento transferido por ciclo absorción-emisión ($\hbar\vec{k}$), es decir

$$\vec{F}(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}) = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma]^2}, \quad (2.4)$$

la fuerza neta sobre el átomo debida a los dos haces contrapropagantes es entonces

$$\begin{aligned} F_z &= F_z(\delta - kv_z) - F_z(\delta + kv_z) \\ &= \frac{\hbar k\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - |k||v|)/\Gamma]^2} - \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta + |k||v|)/\Gamma]^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

En la figura 2.4(a) se muestra la superposición de las fuerzas ejercidas por el par de haces contrapropagantes sobre un átomo, como función de la velocidad. En la gráfica 2.4(b) se muestra la misma superposición de fuerzas para valores de desintonía δ entre 0 y la tasa de decaimiento Γ . Se puede apreciar que para velocidades cercanas a cero, la fuerza total ejercida sobre el átomo varía linealmente con la velocidad. Haciendo un desarrollo en serie de Taylor de la ecuación 2.5 para valores pequeños de v se obtiene

$$F_z \simeq \frac{8\hbar k^2 v_z \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2]^2} = -\alpha v_z, \quad (2.6)$$

el coeficiente de fricción α está dado por

$$\alpha = -\frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2.7)$$

El enfriamiento Doppler puede extenderse a todo el espacio agregando otro par de haces contrapropagantes sobre los ejes x y y . La luz ejerce entonces una fuerza de fricción, o amortiguamiento, justo como actuaría un medio viscoso sobre una partícula. Esta

2.3. Trampa magneto-óptica (MOT)

analogía le otorgó a este esquema el nombre de melaza óptica.

Mientras que la emisión espontánea permite la disipación de energía a través de la emisión de fotones, el efecto de retroceso aleatorio en los átomos, debido a la emisión espontánea, incrementa la energía cinética. Para el modelo de dos niveles se puede obtener la temperatura de equilibrio igualando la tasa de enfriamiento debida a la fuerza de amortiguamiento con la tasa de calentamiento debida a la difusión de momento. En el límite de baja intensidad ($I \ll I_{sat}$) la mínima temperatura alcanzable es conocida como límite de enfriamiento Doppler y está dada por $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$ el límite de enfriamiento Doppler para átomos de rubidio es $T_D = 146\mu K$.

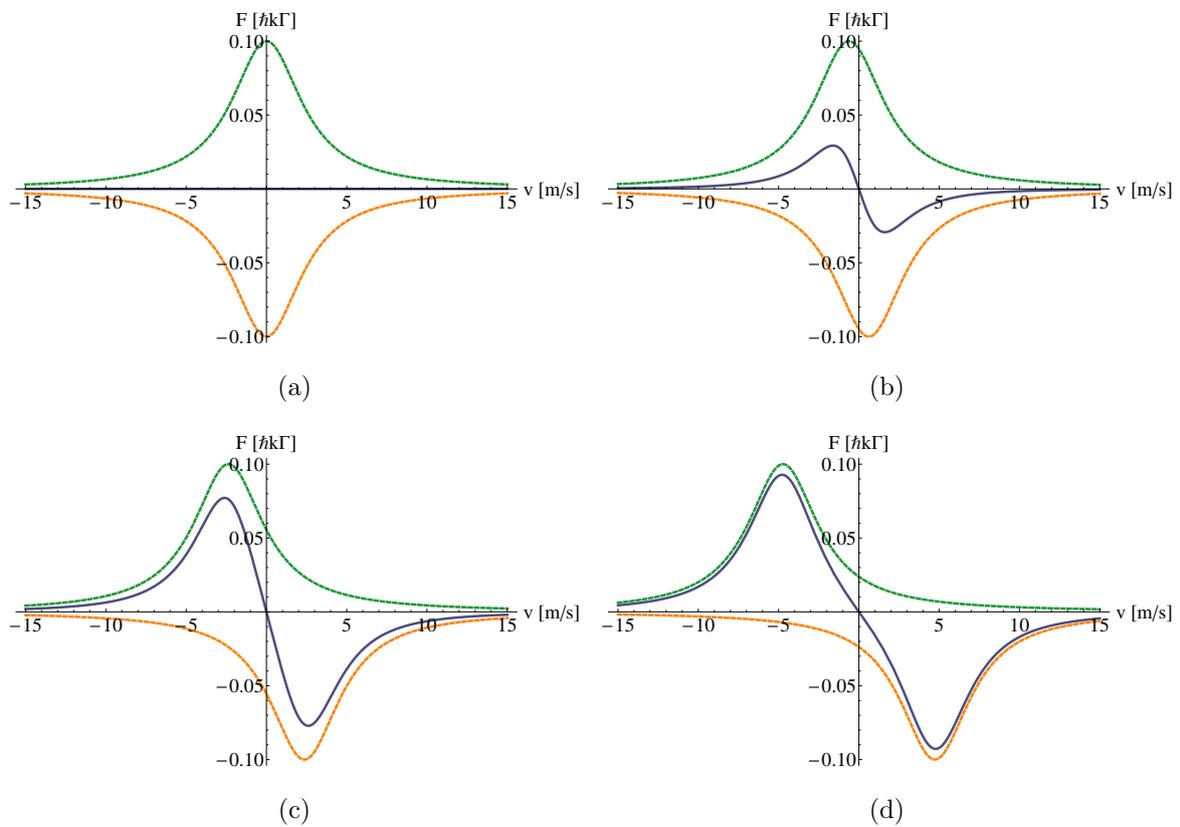


Figura 2.4: Superposición de las fuerzas ejercidas sobre un átomo (azul), debidas al haz que viaja en la dirección de movimiento del átomo (verde), y al haz que viaja en dirección opuesta al movimiento (naranja) para desintonías $\delta = 0$ MHz (a), $\delta = 5$ MHz (b), $\delta = \Gamma/2$ (c), $\delta = \Gamma$ (d).

2.3. Trampa magneto-óptica (MOT)

La melaza óptica es un medio donde el gas atómico es enfriado sin embargo no puede considerarse como una trampa. Para atrapar átomos se requiere de una fuerza dependiente de la posición. Dicha fuerza se genera a través de la combinación de haces apropiadamente polarizados y un campo magnético inhomogéneo.

2.3. Trampa magneto-óptica (MOT)

Para explicar el funcionamiento de la trampa magneto-óptica (MOT) consideremos nuevamente al caso unidimensional para posteriormente hacer la extensión a las tres dimensiones. Cuando los átomos están sujetos a un gradiente de campo magnético a lo largo del eje del haz, el efecto Zeeman conduce a un desequilibrio en las fuerzas de radiación como se explica adelante. Para simplificar la explicación considere un átomo de dos niveles con la transición $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ en presencia de un campo magnético externo que vale cero en el centro de la trampa ($z = 0$) y crece linealmente al alejarse del centro.

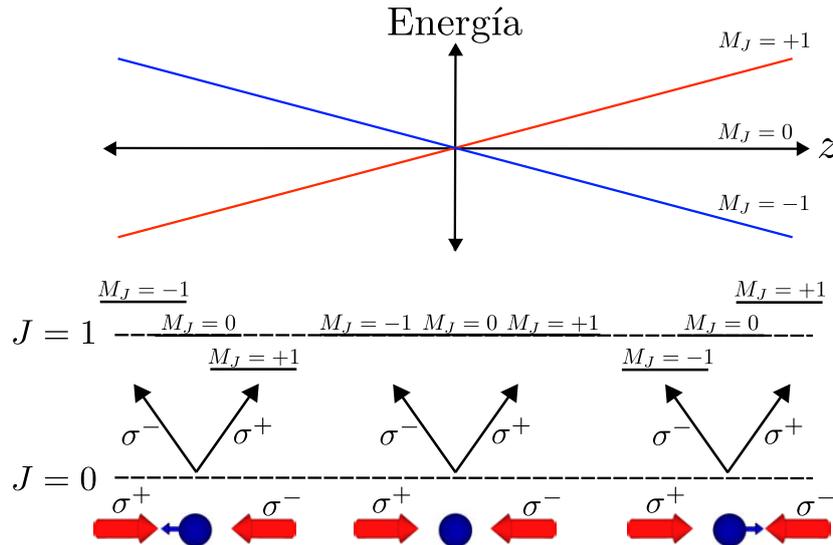


Figura 2.5: Esquema unidimensional de la MOT. El campo magnético desdobra los niveles hiperfinos del estado excitado ($J = 1$) haciendo que la absorción de cada haz dependa en la posición.

El diagrama de la figura 2.5 ilustra el funcionamiento de la MOT cuando el campo magnético está dirigido a lo largo de la dirección del haz (eje z). Por efecto Zeeman el estado excitado del átomo tiene tres subestados $|J_e = 1, M_J = -1\rangle$, $|J_e = 1, M_J = 0\rangle$ y $|J_e = 1, M_J = +1\rangle$. Dos haces contrapropagantes con polarización circular opuesta tienen una frecuencia ligeramente desintonizada por debajo de la transición atómica ($\delta = \omega - \omega_0 < 0$). La polarización σ^+ sólo induce transiciones tales que $\Delta M_J = +1$ mientras que la polarización σ^- sólo induce transiciones tales que $\Delta M_J = -1$. Los subestados magnéticos se desdoblan de tal forma que para $z > 0$ la energía del subestado $M_J = 1$ es mayor mientras que para el subestado $M_J = -1$ es menor, la situación se invierte para $z < 0$. Para un átomo desplazado del centro de la trampa sobre el eje z positivo, el corrimiento Zeeman acerca al subestado $M_J = -1$ y aleja al subestado $M_J = +1$ por lo que la transición $\Delta M_J = -1$ se ve favorecida. Esto incrementa la tasa de absorción de los fotones con polarización σ^- , y produce una fuerza que empuja al átomo de vuelta al centro de la trampa. La situación se revierte del otro lado de la trampa, es decir, para un átomo con desplazamiento negativo sobre el eje z se absorbe más luz proveniente del haz

2.3. Trampa magneto-óptica (MOT)

con polarización σ^+ , debido a que el subestado $M_J = +1$ es el más cercano. Por lo tanto un átomo alejado del centro de la trampa experimenta corrimiento Zeeman, dependiente de su posición, lo cual desdobra los niveles hiperfinos y conduce a un desequilibrio entre las fuerzas que los haces ejercen sobre él. Dicho desequilibrio se manifiesta como una fuerza de restitución dirigida hacia el centro de la trampa.

Para una mejor descripción de dicha fuerza consideremos la fuerza radiante total sobre un átomo en el límite de baja intensidad [20], $F_{MOT} = F_+ + F_-$ donde

$$\vec{F}_{\pm} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2\delta_{\pm}/\Gamma]^2}, \quad (2.8)$$

la desintonía en frecuencia generada por los corrimientos Doppler y Zeeman es

$$\delta_{\pm} = (\omega \pm kv_z) - (\omega_0 \mp \beta z), \quad (2.9)$$

el término kv_z es generado por el corrimiento Doppler, mientras que el término βz es el corrimiento Zeeman. El coeficiente β está dado por

$$\beta = \frac{\mu' \frac{\partial B}{\partial z}}{\hbar}, \quad (2.10)$$

donde $\frac{\partial B}{\partial z}$ es el gradiente de campo magnético y $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ es el momento magnético efectivo para la transición entre los estados hiperfinos base M_g y excitado M_e . Los corrimientos Doppler y Zeeman tienen signos contrarios para haces opuestos y ello es crucial para el atrapamiento.

Para velocidades pequeñas y desplazamientos cercanos al centro de la trampa, los corrimientos Doppler y Zeeman son pequeños comparados con la desintonía por lo que el denominador en la ecuación 2.8 puede desarrollarse en serie de Taylor

$$F_{MOT} = F(\delta - kv_z - \beta z) - F(\delta + kv_z + \beta z) \quad (2.11)$$

$$\simeq - \left(2k \frac{\partial F}{\partial \delta} \right) v_z - \left(2\beta \frac{\partial F}{\partial \delta} \right) z. \quad (2.12)$$

Entonces los átomos que ingresen en la región de intersección de los haces son frenados y dirigidos hacia el centro de la trampa. Este proceso puede verse como la suma de dos fuerzas, la primera es una fuerza de restauración dependiente de la posición que dirige los átomos hacia el centro de la trampa y la segunda es una fuerza de amortiguamiento que frena el movimiento de los átomos y depende de linealmente de la velocidad que lleven. Por lo tanto el movimiento atómico está gobernado por la ecuación del oscilador armónico

amortiguado con masa m [32]

$$m\ddot{z} = -\alpha\dot{z} - Kz, \quad (2.13)$$

el coeficiente de fricción $\alpha = 2k\frac{\partial F}{\partial \delta}$ es el mismo que se encontró para la melaza óptica (ecuación 2.7). Y la constante de resorte $K = 2\beta\frac{\partial F}{\partial \delta}$ está dada por

$$K = \beta\frac{\alpha}{k} = \frac{\mu'\frac{\partial B}{\partial z}\alpha}{\hbar k}. \quad (2.14)$$

La fuerza de la ecuación 2.13 conduce a que el movimiento de los átomos en la MOT sea análogo al de un oscilador amortiguado, con una tasa de amortiguamiento α/m y una frecuencia de oscilación $\omega_{MOT} = \sqrt{K/m}$ [32]. Para gradientes de campo magnético del orden de 10 G/cm, la frecuencia de oscilación es menor (aproximadamente un factor de 10) que la tasa de amortiguamiento por lo que el movimiento de los átomos en torno al centro de la trampa será análogo al de un oscilador sobreamortiguado [20, 32].

2.3.1. MOT en tres dimensiones

Como se muestra en la figura 2.6, una MOT en tres dimensiones consiste en seis haces contrapropagantes con polarización circular opuesta, cada uno ligeramente desintonizado hacia el rojo de la frecuencia de transición y un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz para producir un campo magnético cuadrupolar, el cual posee simetría axial en torno al eje z en consecuencia las componentes B_x y B_y deben ser iguales. Una deducción detallada del campo magnético y su gradiente se presenta en el apéndice B.

Como se estudió en la sección anterior, uno de los parámetros que determinan la dinámica de los átomos atrapados en la MOT es el gradiente de campo magnético.

Es posible relacionar los gradientes de campo sobre los tres ejes por medio de la conservación de flujo magnético

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (2.15)$$

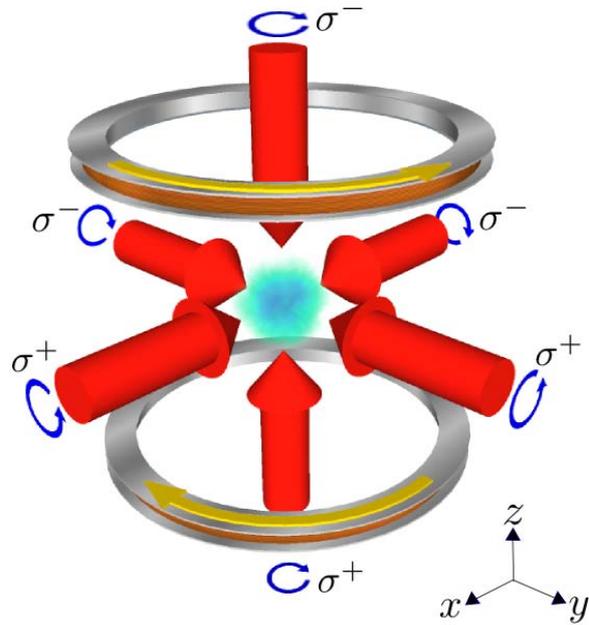


Figura 2.6: Esquema de la MOT.

dado que B_x es igual a B_y por la simetría en torno al eje z se tiene

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (2.16)$$

Esto implica que el valor del gradiente de campo magnético sobre el eje z es el doble que sobre el eje x o y . De la ecuación 2.14, se sigue que las constantes de resorte sobre los ejes son $K_x = K_y = -K_z/2$ [11, 39] por lo tanto la fuerza de restauración es el doble a lo largo del eje z que sobre los ejes x y y y en consecuencia la MOT es anisotrópica.

2.3.2. Tasas de captura y pérdida en la MOT

La evolución del número de átomos atrapados en la MOT se trata de un proceso de equilibrio dinámico que está determinado por las tasas de ganancia y pérdida de átomos atrapados. Se conoce como tiempo de carga al tiempo que lleva alcanzar la saturación en el proceso de carga, generalmente puede tardar algunos segundos. El estudio del tiempo de carga brinda la oportunidad de optimizar las mediciones experimentales del resto de propiedades dinámicas de la MOT como se muestra en el capítulo 4.

La dinámica de la ganancia y pérdida de átomos en la MOT está gobernada por la siguiente ecuación [5]

$$\frac{dN}{dt} = R - N\gamma - \beta \bar{n}N(t), \quad (2.17)$$

donde N es el número de átomos atrapados, R es la tasa a la cual los átomos son atrapados por enfriamiento Doppler. $\bar{n} = \left(\frac{1}{N}\right) \int n(\mathbf{r})^2 d^3r$ es la densidad media de los átomos atrapados. La pérdida de átomos debida a colisiones con el gas de fondo está descrita por la tasa constante $N\gamma$, la cual posee dos componentes:

$$N\gamma = N \left(\frac{1}{\tau_{Rb}} + \frac{1}{\tau_b} \right), \quad (2.18)$$

el término N/τ_{Rb} es la tasa de pérdida ocasionada por las colisiones entre átomos, exclusivamente de rubidio, atrapados con aquellos que no han sido atrapados y forman parte del fondo, mientras que N/τ_b se refiere a la tasa de pérdida ocasionada por las colisiones entre los átomos atrapados de rubidio con moléculas residuales de algún elemento distinto que pueden estar en el fondo. Sin embargo la probabilidad de colisiones entre átomos del mismo tipo es mucho mayor que la que hay entre átomos heterogéneos por lo que el término N/τ_b tiende a despreciarse. Por último β es la tasa constante de pérdidas debidas a las colisiones inelásticas de dos cuerpos dentro de la MOT.

Para poder resolver la ecuación 2.17 es necesario conocer la relación de \bar{n} con N , la cual puede ser algo complicada en general. Para simplificar el cálculo se puede recurrir a dos aproximaciones distintas, la primera ocurre cuando la MOT alcanza cierto número de

átomos atrapados ($N \leq 10^4$), los fotones radiados por átomos serán absorbidos por otros átomos fríos. La energía de repulsión en este caso es demasiado grande para ser despreciada por lo que al incrementarse el número de átomos atrapados, el volumen de la nube atómica también aumenta ($V \propto N$) y eventualmente la densidad de la nube se vuelve constante, es decir, la dispersión impone \bar{n} constante.

La segunda aproximación ocurre cuando el número de átomos atrapados es pequeño en ese caso las fuerzas dispersivas son débiles y $\bar{n} \approx N(t)/V$ para un volumen fijo de la MOT, por lo que la ecuación 2.17 puede reescribirse como [36]

$$\frac{dN}{dt} = R - N\gamma - \beta \frac{N^2}{V}, \quad (2.19)$$

en este caso la tasa de pérdidas debidas a las colisiones de dos cuerpos β puede despreciarse. Por lo tanto, considerando $N(0) = 0$, la ecuación 2.19 tiene por solución

$$N = N_s(1 - e^{-t/\tau}), \quad (2.20)$$

$N_s = R/\gamma$ es el número de átomos que se alcanza cuando t tiende a infinito, es decir el número de átomos en el estado estacionario. $\tau = 1/\gamma$ representa el tiempo que le lleva a la MOT alcanzar el estado estacionario, esto es el tiempo de carga.

Como se mencionó al inicio de esta sección, R es la tasa de atrapamiento a la cual los átomos con velocidad menor a una determinada velocidad crítica v_c (velocidad de captura) entran al volumen de atrapamiento V y puede escribirse como [2, 23]

$$R = \frac{n_b V^{2/3} v_c^4}{2\bar{v}^3}, \quad (2.21)$$

donde $\bar{v} = \sqrt{2k_B T/m}$ es la velocidad más probable para los átomos en un gas a temperatura T , m es la masa del átomo de rubidio, k_B es la constante de Boltzmann y n_b es la densidad del vapor de fondo. Para esta última cantidad podemos suponer [46]

$$n_b \propto \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) \frac{P}{k_B T}, \quad (2.22)$$

P es la presión del vapor de rubidio y dB/dz el gradiente de campo magnético. $\gamma = 1/\tau$ es la tasa de pérdida de átomos que depende de las colisiones de los átomos de fondo con la MOT

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= n_b \sigma v_{rms} \\ &= n_b \sigma \sqrt{\frac{3k_b T}{m}} \propto \left(\frac{dB}{dz} \right) P \sigma \sqrt{\frac{3}{mk_b T}}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

σ es la sección transversal de colisión de los átomos de fondo impactando átomos atrapados

fuera de la MOT. v_{rms} es la velocidad media cuadrática de los átomos de fondo. Por lo tanto, a partir de la ecuación 2.23, el tiempo de carga de la MOT puede expresarse como

$$\tau = \frac{1}{n_b \sigma v_{rms}} \propto \frac{\sqrt{mk_b T/3}}{\left(\frac{dB}{dz}\right) P \sigma}. \quad (2.24)$$

2.3.3. Determinación de la temperatura en la MOT

En general las componentes de velocidad promedio del conjunto de átomos atrapados en la MOT suelen ser distintas para cada dimensión, esto debido a que las fuerzas de atrapamiento y enfriamiento no son exactamente iguales sobre cada eje. El concepto de temperatura será usado como una forma de caracterizar el ancho de la distribución de velocidades en la MOT por lo que puede diferir un poco de la definición estricta que dicta la termodinámica.

Para medir la temperatura de la MOT se recurre a una técnica conocida como tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés), la cual consiste en apagar repentinamente los haces y el campo magnético por lo que se libera súbitamente a la nube atómica del potencial de confinamiento. La nube entonces comienza a caer y expandirse balísticamente. Se toma una serie de imágenes que capturen la expansión de la nube como función del tiempo. A partir de dicha expansión se obtiene la temperatura a lo largo de cada eje.

Para obtener una expresión que relacione la temperatura con la expansión de la nube, consideremos nuevamente el caso unidimensional. Las posiciones inicial (x_0) al tiempo $t = 0$ y final (x) al tiempo t de expansión, pueden relacionarse por $x = x_0 + v_x t$ donde v_x es la velocidad del átomo. Supongamos que los átomos en la MOT poseen una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann [13, 40]

$$f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_x}} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T_x} v_x^2\right). \quad (2.25)$$

Si suponemos además que la de distribución inicial de densidad atómica es una Gaussiana [40, 42]

$$n(x_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x_0}} \exp\left(\frac{-x_0^2}{2\sigma_{x_0}^2}\right). \quad (2.26)$$

Entonces la distribución de densidad atómica al tiempo t se puede obtener de la integral [40]

$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x_0) f(v_x) dx_0 = \int_{-\infty}^{\infty} n(x_0) f\left(\frac{x - x_0}{t}\right) dx_0. \quad (2.27)$$

La ecuación 2.27 es la convolución de dos funciones. El resultado más importante de esta convolución es que la desviación estándar de la distribución de densidad final es la raíz de la suma en cuadratura de la desviación estándar de la distribución de densidad inicial

y la distribución de velocidades [19]

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_{x0}^2 + \frac{k_B T_x}{m} t^2}. \quad (2.28)$$

Aplicando el teorema de equipartición de la energía $m\sigma_{v_x}^2/2 = k_B T_x/2$ la ecuación 2.28 puede reescribirse como [41]

$$\sigma_x^2(t) = \sigma_{x0}^2 + \sigma_{v_x}^2 t^2. \quad (2.29)$$

2.4. Medición de las propiedades de la MOT

Las mediciones para determinar las propiedades físicas de la MOT se obtienen por medio de la toma de imágenes de la nube atómica. Dependiendo de la naturaleza de la medición se elije entre dos técnicas distintas. La primera se basa en la toma de imágenes de absorción de un haz sintonizado a través de la nube y la segunda consiste en la toma imágenes de fluorescencia de la MOT.

2.4.1. Imagen de fluorescencia

El método de imagen de fluorescencia consiste en coleccionar por medio de una cámara CCD la luz dispersada por los átomos en la nube atómica en presencia de los haces de atrapamiento. En este trabajo dicho método se utiliza para determinar el tiempo de carga de la MOT.

La dinámica que describe la formación de la MOT como función de las tasas de ganancia y pérdida de átomos atrapados, en el límite de densidad constante, está dada por la ecuación 2.20. Midiendo la fluorescencia de los átomos atrapados en función del tiempo durante el llenado de la MOT es posible obtener el tiempo de carga, es decir el tiempo que le lleva alcanzar el estado estacionario, para ello se enfoca una cámara sensible al infrarrojo (Guppy F-038B/C NIR) sobre la región de formación de la nube en ausencia de haces y campo magnético. La cámara graba una secuencia de imágenes a un ritmo que depende del tiempo de exposición que se elija para cada toma¹. Inmediatamente después de que la cámara empieza a tomar la secuencia de imágenes, se aplica el campo magnético y se desbloquean los haces de atrapamiento y rebombado². Los átomos comienzan a ser enfriados y atrapados. Después de 25 segundos se vuelven a obturar los haces y el campo magnético, y se detiene la toma de imágenes.

El siguiente paso consiste en analizar la secuencia de imágenes, para ello se desarro-

¹El intervalo de tiempo entre tomas consecutivas es un parámetro que se escoge desde el principio, la velocidad máxima es de 30.2 fps por lo que el mínimo intervalo entre tomas consecutivas es de 33.31ms.

²El tiempo efectivo de obturación de los haces y el campo magnético es $\sim 100 \mu\text{s}$.

lló un programa en LabVIEW el cual interpreta cada imagen de la secuencia como un arreglo matricial de números, cada elemento de la matriz es el número de cuentas por pixel. Posteriormente se suman todos los elementos del arreglo obteniendo así una medida indirecta de la fluorescencia, y en consecuencia del número de átomos atrapados en la MOT, por cada imagen. Se grafica la fluorescencia respecto al tiempo y se obtiene la curva del llenado de la MOT tal como el que se muestra en la figura 2.7. Una vez obtenida la curva de llenado se hace un ajuste basado en la ecuación

$$N = N_s(1 - e^{-t/\tau}) + N_0, \quad (2.30)$$

N es el número de cuentas por cada imagen, N_s es el número de cuentas proveniente de la fluorescencia de los átomos en el estado estacionario, τ es el tiempo de carga y N_0 es una constante que se suma para considerar las cuentas debidas a fuentes externas de luz que pudieran provenir del reflejo de los haces de atrapamiento y rebombeo, fluorescencia de los átomos de fondo o alguna otra fuente de luz en el laboratorio.

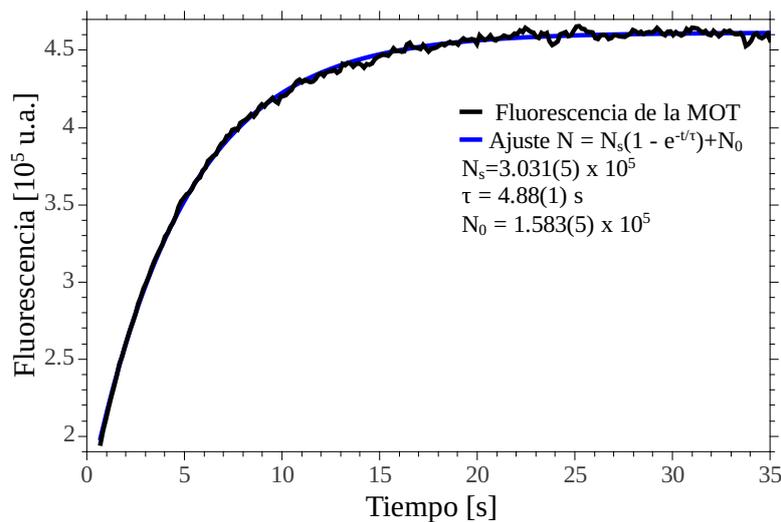


Figura 2.7: Fluorescencia durante el proceso de carga de la nube atómica.

2.4.2. Imagen de absorción

Una de las técnicas de imagen más empleadas para analizar las propiedades físicas de una nube de átomos fríos es la técnica de imagen de absorción, la cual consiste en interrumpir la corriente en las bobinas y obturar los haces de atrapamiento y rebombeo, en otras palabras se apaga la trampa magneto-óptica. Inmediatamente después se hace pasar a través de la nube un haz de prueba, sintonizado en la transición cíclica $F = 2 \rightarrow F' = 3$ para ^{87}Rb y $F = 3 \rightarrow F' = 4$ para ^{85}Rb . El haz de prueba es absorbido por la nube de

átomos³ y la sombra generada se proyectada por medio de un sistema de imagen (sección 3.8.1) sobre el chip CCD de una cámara.

La intensidad inicial del haz de prueba que incide sobre el i -ésimo pixel (I_0^i), después de propagarse a través de la nube atómica, es atenuada de acuerdo con la ley de Beer-Lambert [10]

$$I_1^i = I_0^i e^{-\overline{OD}_i} = I_0^i e^{-\int n^i(y)\sigma dy}, \quad (2.31)$$

donde I_1^i es la intensidad transmitida después de la absorción, \overline{OD}_i es la densidad óptica, $n^i(y)$ es la densidad numérica de la nube a lo largo de la columna de espacio proyectado sobre el i -ésimo pixel y σ es la sección transversal de absorción. Suponiendo que la nube es ópticamente tenue y que la intensidad no cambia significativamente a través de ella, la sección transversal de absorción está dada por

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + I_0/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (2.32)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación y $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ es la sección transversal resonante no saturada ($2.9 \times 10^{-9} \text{cm}^2$).

El procedimiento para extraer información de la imagen de absorción consiste en la toma de tres imágenes consecutivas (figura 2.8). La primera imagen (*imagen de sombra*) se toma después de que el haz de prueba pasa a través de la nube atómica, y contiene la información de la sombra producida por la nube de átomos en el haz de prueba transmitido. El número de cuentas registradas en el i -ésimo pixel es $C_1^i = \alpha^i I_1^i$ donde α^i es la eficiencia del pixel. La segunda imagen (*imagen de prueba*) se toma una vez que la nube de átomos se ha disuelto por completo y contiene únicamente información del haz de prueba. El número de cuentas registradas en el i -ésimo pixel es entonces $C_2^i = \alpha^i I_0^i$. La tercera imagen (*imagen de oscuridad*) consiste exclusivamente en la señal de fondo capturada por la cámara en ausencia de nube y haces. El número de cuentas registradas en el i -ésimo pixel es C_3^i .

³A lo largo del eje del haz de prueba se tiene un campo magnético que fomenta la absorción por la nube de átomos.

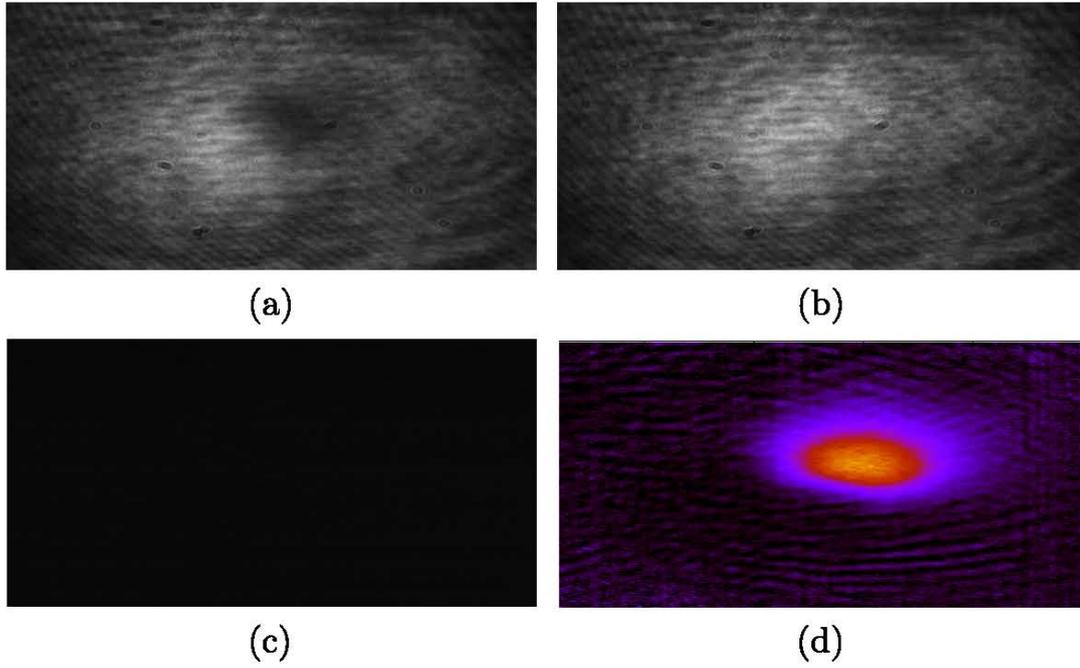


Figura 2.8: Ejemplo de las tres imágenes requeridas para obtener la densidad óptica. (a) Imagen de sombra. (b) Imagen de prueba. (c) Imagen de oscuridad. (d) Densidad óptica

De las tres imágenes obtenemos la densidad óptica en el i -ésimo pixel por medio de la siguiente relación

$$\overline{OD}^i = \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (2.33)$$

Las propiedades físicas que pueden ser extraídas de la imagen de densidad óptica de la MOT, son entre otras, el número de átomos atrapados N , las dimensiones espaciales y la densidad atómica de la nube. Si además se toman imágenes de la evolución en el tiempo de la nube una vez que ha sido liberada, es decir una secuencia de imágenes de absorción de la caída y expansión de la nube, se puede determinar también la temperatura de la misma.

El número total de átomos registrados por el i -ésimo pixel es

$$N^i = A \int n^i(y) dy = \frac{A}{\sigma} \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (2.34)$$

Como se muestra en la sección 3.7.2 la magnificación del sistema de imagen es aproximadamente 1, por lo que el área que representa cada pixel del plano donde se forma la nube atómica es $7.138 \times 10^{-11} \text{m}^2$ [14]. El número total de átomos en la nube es la suma sobre todos los pixeles de la región de interés

$$N = \sum_i N^i = \frac{A}{\sigma} \sum_i \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (2.35)$$

2.4. Medición de las propiedades de la MOT

Para obtener las dimensiones de la nube atómica, se suman los renglones y columnas del arreglo bidimensional para producir dos distribuciones unidimensionales, a los perfiles resultantes se les hace un ajuste gaussiano (ecuación 2.26) y del ajuste se extraen los parámetros de ancho a $1/e$ y las coordenadas del centro como se muestra en la figura 2.9.

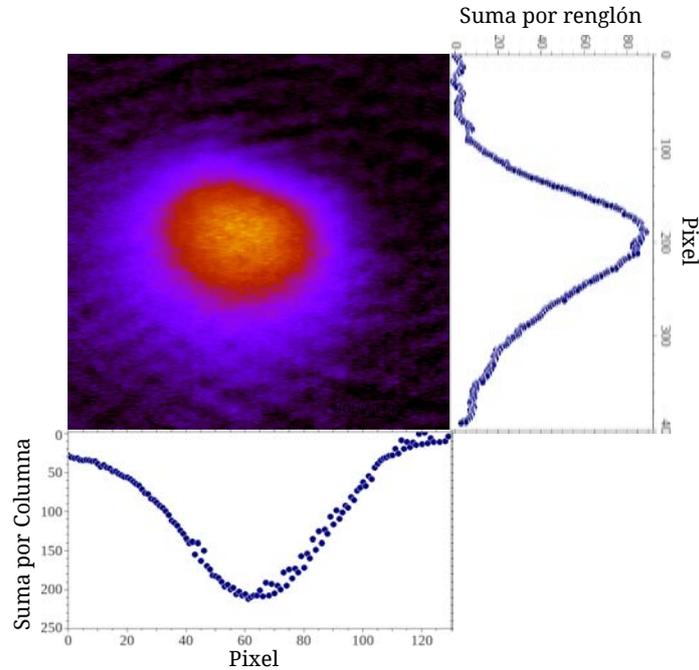


Figura 2.9: Suma del número de cuentas por renglones y columnas

Debido a la simetría en torno al eje z se considera que el radio horizontal debe ser el mismo sobre todo el plano xy .

Para determinar la temperatura de la MOT se emplea la técnica de tiempo de vuelo. La idea consiste en liberar la nube atómica del confinamiento de los haces y el campo magnético una vez liberada ésta empieza a caer por efecto de la gravedad entonces se le toma una serie de imágenes de absorción, la secuencia completa de las imágenes de absorción reproduce la caída y expansión de la nube atómica. La expansión de la nube nos sirve para determinar la temperatura que tenía la nube al momento de ser liberada. La ecuación 2.28 relaciona la expansión de los anchos a $1/e$ horizontal y vertical con el tiempo. Debido a que la imagen de absorción es un método destructivo, se debe reconstruir la MOT por cada toma variando el intervalo de tiempo entre el momento en que se libera la nube y el que se adquiere la imagen de absorción. El proceso se repite para tiempos de caída de 0 a 5ms en intervalos de $200 \mu s$ generando una secuencia de la caída como se muestra en la figura 2.10.

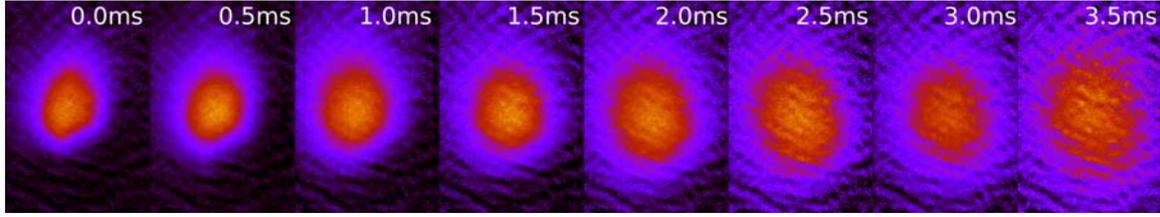


Figura 2.10: Secuencia de imágenes de absorción de la caída de la nube atómica.

En la figura 2.11 se muestra un ejemplo del análisis que se hace por cada secuencia de caída. Para cada secuencia se grafica el cuadrado del ancho horizontal y vertical respecto al cuadrado del tiempo que le corresponde por cada toma de la secuencia. A las gráficas resultantes se les ajusta una línea recta de acuerdo con la ecuación 2.29. De los ajustes lineales se extraen los cuadrados de las velocidades medias horizontal σ_{vx}^2 y vertical σ_{vz}^2 . A través del teorema de equipartición, considerando $\sigma_{vx}^2 = \sigma_{vy}^2$, es posible asociar a la nube atómica una sola temperatura

$$T = \frac{m}{2k_B} \left[\frac{1}{3}\sigma_{vz}^2 + \frac{2}{3}\sigma_{vx}^2 \right]. \quad (2.36)$$

En el ejemplo de la figura 2.11 se tiene $\sigma_{vx}^2 = 0.084(06)\text{m/s}$ y $\sigma_{vz}^2 = 0.092(15)\text{m/s}$, por lo tanto la temperatura de la nube es $440(90) \mu\text{K}$.

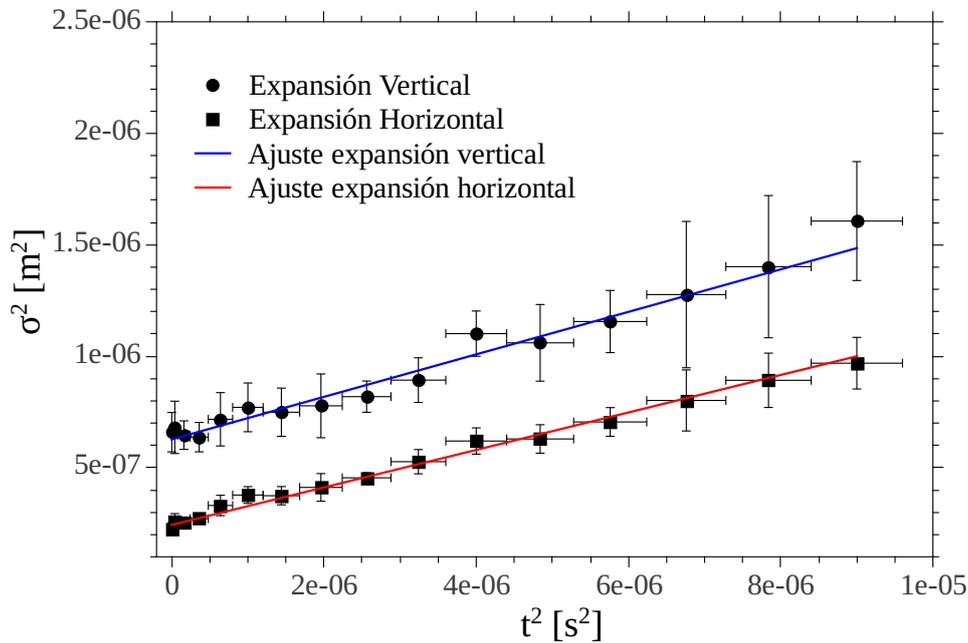


Figura 2.11: Gráficas del cuadrado de los anchos a 1/e horizontal y vertical respecto al cuadrado del tiempo, extraídos de una secuencia de expansión y caída de una nube atómica. A cada gráfica se le ha hecho un ajuste lineal mediante la ecuación 2.29 de donde se ha extraído la desviación estándar del cuadrado de la velocidad horizontal $\sigma_{vx}^2 = 0.084(06) \text{ m/s}$ y vertical $\sigma_{vz}^2 = 0.092(15) \text{ m/s}$.

Capítulo 3

Desarrollo Experimental

En este capítulo se enumeran y describen detalladamente cada uno de los componentes que integran al sistema experimental haciendo énfasis en los cambios respecto al diseño original de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM[22].

3.1. Sistema de vacío y fuente de rubidio

3.1.1. Cámara de vacío

La cámara de vacío consiste en un cubo de acero con 6 bridas Conflat de $2\frac{3}{4}$ de pulgada de diámetro (figura 3.1). En 5 de sus caras se tienen montadas ventanas de pyrex de $2\frac{3}{4}$ pulgadas de diámetro para el acceso de los haces. La sexta cara tiene conexión a una brida reductora de $1\frac{1}{3}$ de pulgada que se conecta a su vez a una cruz de 5 brazos. Los extremos de dichos brazos tienen conexión con la fuente de rubidio, la bomba de vacío, una válvula y el último tiene una pequeña ventana de pyrex de $1\frac{1}{3}$ de pulgada de diámetro por donde pasa una de las tres parejas de haces.

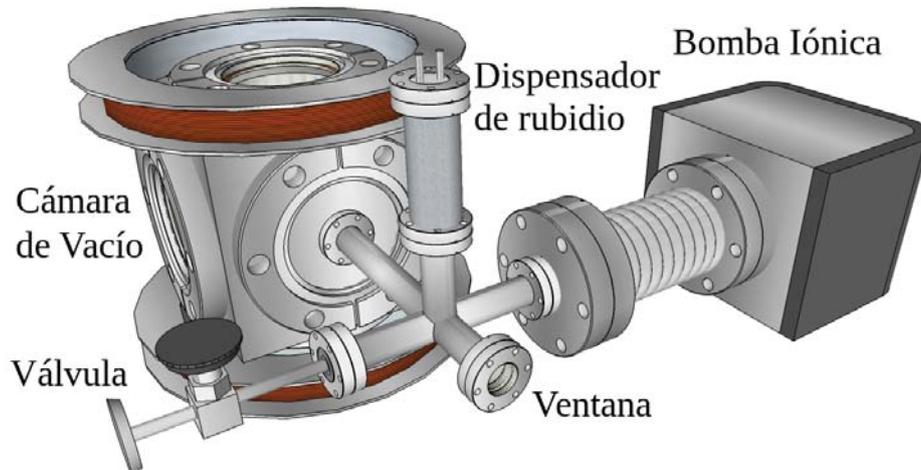


Figura 3.1: Sistema de vacío y fuente de Rubidio.

3.1.2. Bomba de vacío

El vacío en el interior de la cámara se genera mediante una bomba iónica *Perkin Elmer* cuya velocidad de bombeo es de 8 litros/s, la cual consiste básicamente en 2 electrodos (ánodo y cátodo) y un gran imán permanente. El ánodo normalmente es cilíndrico y está construido de acero inoxidable, el campo magnético está orientado a lo largo del eje del ánodo. El cátodo está formado por dos placas, cada una de frente a una cara del ánodo, está formado por tubos de titanio que sirven de material absorbente. La bomba es controlada por un medidor de presión *Digitel Small Pump Controller* que además monitorea la presión en el interior de la cámara. Actualmente el valor base se encuentra en 2.9×10^{-9} torr, sin embargo dicho valor tiende a subir con el tiempo debido al depósito de rubidio que la bomba iónica no consigue evacuar. La bomba de vacío produce campos magnéticos muy intensos, alrededor de ~ 200 Gauss en la superficie del dispositivo. Para que estos campos no interfieran el funcionamiento de la trampa magneto-óptica se blindaron las 2 caras de la bomba más próximas a la cámara con un par de láminas de Mu-metal¹. El valor aproximado del campo magnético es de 15 gauss en la parte posterior al blindaje y de solo 0.4 gauss a una distancia semejante al punto donde se forma la nube atómica[22].

3.1.3. Dispensador de rubidio

La fuente de vapor de rubidio para el experimento es un dispensador de metal alcalino SAES [1], el cual consiste en una mezcla de cromato del rubidio con una aleación Zr 84 % - Al 16 % (St 101) como agente reductor. Para liberar al metal alcalino el dispensador debe calentarse en vacío a una determinada temperatura.

El calentamiento inicia la reacción de reducción entre el cromato y la aleación St 101, posteriormente el rubidio libre empieza a ser evaporado. Además de su acción reductora, la aleación St 101 es capaz de absorber casi todos los gases químicamente activos que son producidos evitando que puedan contaminar al vapor de rubidio.

El calentamiento se consigue haciendo pasar una corriente eléctrica a través del dispensador. Las terminales eléctricas del dispensador se conectan a una fuente de poder GW modelo GPC-3030D que suministra la corriente necesaria para la producción de vapor de rubidio en el interior de la cámara. La cantidad de rubidio liberado aumenta al incrementarse la corriente que circula por el dispensador. La corriente inicial en condiciones normales puede ser de 2 A y después de unos minutos se puede incrementar en pasos de decenas de Amperes teniendo cuidado de no exceder 6 A. Una corriente de 5.5 A es adecuada para el experimento.

¹Mu-metal es una aleación de hierro (15 %), níquel (75 %), cobre y molibdeno (10 %) con una alta permeabilidad magnética (permeabilidad relativa hasta de $100\,000\mu/\mu_0$) que lo hace ideal para el aislamiento de campos magnéticos.

3.2. Bobinas de atrapamiento y compensación

En el experimento se emplea un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz para generar el campo magnético cuadrupolar requerido (revisar sección 2.3). Cada bobina posee 166 espiras aproximadamente y un radio aproximado de 7 cm, la separación entre ambas bobinas es aproximadamente 18.6 cm. De acuerdo con la ecuación B.5 el gradiente en el centro de la trampa, como función de la corriente I , es de $2.9 I \text{ G/cm}^2$.

Además del par de bobinas de atrapamiento se cuenta con otros tres pares de bobinas de compensación en configuración Helmholtz, la finalidad de estos tres pares de bobinas es contrarrestar cualquier campo magnético externo por lo que los ejes de simetría de los tres pares coinciden con los ejes xyz .

3.3. Láseres

En el experimento se usan tres haces para imagen, atrapamiento y rebombeo. Los tres haces son generados por diodos láser de cavidad extendida, diseñados para operar a 780 nm. Algunas de las ventajas de los diodos láser semiconductores es que son baratos y muy eficientes. El diodo está acoplado a una cavidad externa que incorpora una rejilla de difracción como elemento selectivo de longitud de onda, y que sirve además para la retroalimentación óptica. Este concepto de retroalimentación selectiva de frecuencia le brinda al láser la capacidad de sintonía con anchos de línea más angostos de lo que resultarían si se prescindiera de la cavidad extendida. Las configuraciones de cavidad extendida que se usan con mayor frecuencia son Littrow y Littman-Metcalf [17].

En la configuración Littrow (figura 3.2(a)) la retroalimentación óptica se hace por medio de una rejilla de difracción. La rejilla está alineada de modo que la difracción de primer orden es acoplada directamente de vuelta al láser mientras que la difracción de orden cero es reflejado como el haz de salida. La longitud de onda depende del ángulo del haz incidente con respecto a la rejilla (ángulo de Littrow). Un transductor piezoeléctrico (PZT) está montado atrás de la rejilla por lo que al expandirse o contraerse el piezoeléctrico, el ángulo de la rejilla y la longitud de la cavidad varían. La configuración Littrow ofrece la ventaja de alta eficiencia y potencia pero también enfrenta problemas de salto de modo y desplazamiento angular del haz conforme el ángulo de la rejilla es ajustado.

En la otra configuración Littman-Metcalf (figura 3.2(b)) el haz incide de forma rasante sobre la rejilla de difracción, el haz difractado de primer orden va a un espejo adicional que luego lo refleja de vuelta a la rejilla y sobre el diodo para la retroalimentación óptica. La sintonía se obtiene variando el ángulo del espejo en lugar del ángulo de la rejilla. La rejilla, y en consecuencia el haz de salida de orden cero, permanecen fijos mientras la

²En el apéndice B se muestra una deducción detallada del gradiente de campo magnético.

longitud de onda cambia. Respecto al diseño Littrow, la configuración Littman-Metcalf resuelve los problemas de saltos de modo y desplazamiento angular.

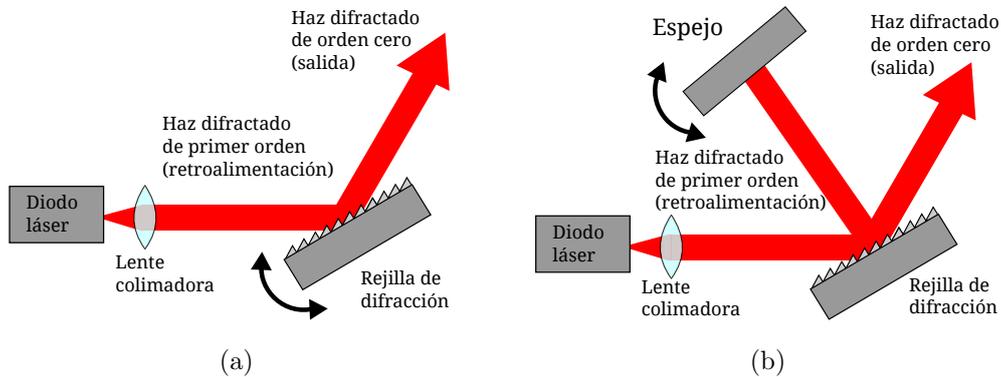


Figura 3.2: Configuración Littrow (a). Configuración Littman-Metcalf (b).

3.3.1. Láser de atrapamiento

El láser de atrapamiento es un NewFocus Vortex TLB-7000. La configuración de la cavidad extendida para este láser es de tipo Littman-Metcalf [22]. La operación se realiza por medio de un módulo controlador Vortex 6000 3.3. Este módulo mantiene estable la temperatura del diodo láser, su corriente de operación y el voltaje aplicado al piezoeléctrico. Debido a que el piezoeléctrico necesita voltajes entre 0 y 100 Volts para su operación, el módulo cuenta con un amplificador de voltaje interno. La corriente de operación del diodo láser y el voltaje aplicado al piezoeléctrico pueden ser manipulados de tres formas diferentes:

- Control manual. Los parámetros se ajustan por el usuario mediante el panel frontal del controlador;
- Señal de modulación. Se aplica una señal de voltaje analógico para modular los parámetros del láser;
- Comunicación GPIB. Mediante una conexión tipo GPIB, es posible controlar y monitorear diversos parámetros del láser mediante la computadora.

Para lograr el atrapamiento este láser se desintoniza hacia el rojo alrededor de 10 MHz respecto a las transiciones $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ para ^{85}Rb y $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ para ^{87}Rb .

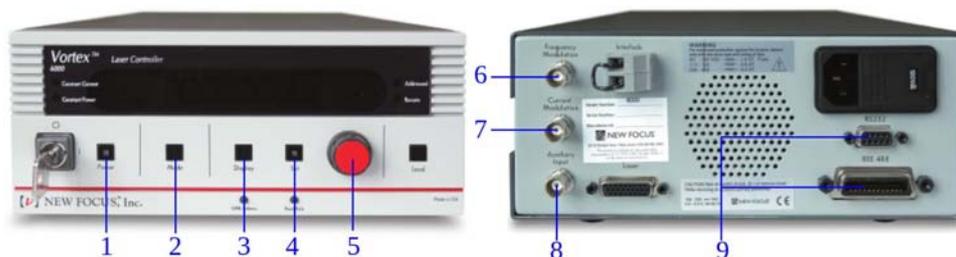


Figura 3.3: Controlador del láser, Vortex 6000; **1)**Power: permite el paso de corriente a través del diodo; **2)**Mode: Cambia la operación del láser de corriente constante a potencia constante; **3)** Display: permite desplegar en la pantalla el valor de la corriente del diodo, la potencia de salida o el voltaje del piezo; **4)** Set: permite cambiar el valor de la corriente del diodo, la potencia de salida o el voltaje del piezo; **5)** Perilla: Controla el valor del parámetro que se esté variando; **6)** Frecuency Modulation: Entrada BNC para modular el voltaje en el piezo; **7)** Current Modulation: Entrada BNC para modular la amplitud del láser; **8)** Interfaces Remotas: Interfaces de computadora IEEE-488 y RS-232 para controlar las funciones del láser.

3.3.2. Láser de rebombeo e imagen

Los láseres de imagen y rebombeo fueron fabricados en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM, en ambos casos el modelo del 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[4], el cual permite obtener una emisión bastante estable, con un ancho de banda por debajo de 1 MHz. Esta cavidad consiste en una montura que a su vez funciona como disipador de calor, una placa para el diodo láser que sirve de sujetador y colimador, un dispositivo Peltier de enfriamiento, y una rejilla de difracción (1800 líneas/mm) con un

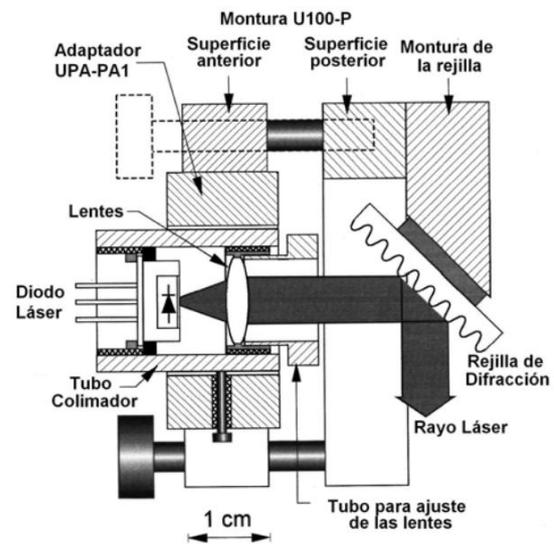


Figura 3.4: diseño propuesto por la universidad de Sussex [4] en configuración Littrow.

actuador piezoeléctrico en la parte posterior 3.4. En el caso del haz de rebombeo, la temperatura y corriente son controladas por módulos comerciales de Lightwave, LDT-5525 y LDX-3525 respectivamente. Para el haz de imagen la temperatura y la corriente son controladas por un solo módulo comercial LDC-3908 de ILX Lightwave.

Para ^{85}Rb el haz de rebombeo se sintoniza en la transición $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ y manda a los átomos que terminaron en el estado base $F = 2$ de vuelta al ciclo de enfriamiento. Mientras que para ^{87}Rb se sintoniza en la transición $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ y así manda de regreso al ciclo de enfriamiento a aquellos átomos que quedaron en el estado base $F = 1$. Por su parte el haz de imagen se sintoniza en el centro de la transición $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ para ^{85}Rb y $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ para ^{87}Rb .

3.4. Sistemas de espectroscopía

Es necesario contar con una herramienta que permita identificar con suficiente precisión (~ 1 MHz) las frecuencias específicas donde ocurren las transiciones hiperfinas.

3.4.1. Ensanchamiento natural

Los espectros atómicos presentan un ensanchamiento natural, cuyo origen está intrínsecamente relacionado con las transiciones atómicas. El principio de incertidumbre relaciona el tiempo de vida media del electrón en un estado excitado (τ) con la incertidumbre en su energía ($h\Delta\nu$). Esto es:

$$h\tau\Delta\nu \geq \frac{h}{2\pi} \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow \Delta\nu \geq \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (3.2)$$

Para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ el tiempo de vida media del estado excitado es aproximadamente de 26.23 ns [37, 38]. Por lo que el ensanchamiento natural de las líneas espectrales es por lo menos de 6.07 MHz.

3.4.2. Ensanchamiento Doppler

El movimiento aleatorio de los átomos genera un corrimiento Doppler en la radiación que emiten o absorben. Cuando esto ocurre las líneas espectrales de dichos átomos son ensanchadas. Consideremos un haz propagándose en dirección del eje z , si respecto al haz el átomo está en reposo entonces absorberá radiación de frecuencia ν_0 . Supongamos que en lugar de ello se mueve en la misma dirección del haz con velocidad $v_z \ll c$ entonces la frecuencia de la radiación absorbida ν es:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right). \quad (3.3)$$

Si el átomo se acerca a la fuente de luz, percibirá la frecuencia desplazada al azul, o bien al rojo en caso de que se aleje de ella. La probabilidad de que un átomo en una muestra gaseosa a temperatura T , tenga una velocidad entre v_z y $v_z + dv_z$ está dada por una distribución de Maxwell-Boltzmann:

$$P(v_z)dv_z = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) dv_z, \quad (3.4)$$

donde m es la masa del átomo y k_B es la constante de Boltzmann. De la ecuación 3.3 se obtiene:

$$v_z = \frac{c}{\nu_0}(\nu - \nu_0) \quad \longrightarrow \quad dv_z = \frac{c}{\nu_0}d\nu. \quad (3.5)$$

Sustituyendo 3.5 en 3.4 y definiendo el parámetro $\delta = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T}{m}}$ la probabilidad de absorber una onda con frecuencia entre ν y $\nu + d\nu$ es:

$$P(\nu)d\nu = \frac{2}{\delta\pi^{\frac{1}{2}}} \exp\left(\frac{-4(\nu - \nu_0)^2}{\delta^2}\right) d\nu. \quad (3.6)$$

El ancho a la mitad del máximo de $P(\nu)$ es conocido como ensanchamiento Doppler y está dado por:

$$\Gamma_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T}{m} \ln(2)}, \quad (3.7)$$

donde $\Gamma_D = 2(\nu - \nu_0)$. El ensanchamiento Doppler tiende a ser la contribución dominante cuando se observan los anchos de línea en los espectros atómicos a temperatura ambiente.

3.4.3. Espectroscopía de absorción saturada

La espectroscopía de absorción saturada es una técnica que permite determinar con mayor resolución las frecuencias de transición de un átomo entre sus estados base y excitado, eliminando el ensanchamiento Doppler. El diagrama experimental para realizar absorción saturada consiste a grandes rasgos en un láser inicial que se divide en un haz de prueba (con intensidad I_p) y un haz de bombeo (con intensidad I_b). La intensidad del haz de prueba es débil comparada con la del haz de bombeo ($I_p \ll I_b$) mientras que la del haz de bombeo es comparable a la intensidad de saturación de los átomos ($I_b \geq I_{sat} \approx 1.669 \text{ mW/cm}^2$). Ambos haces poseen la misma frecuencia ω pero se propagan en direcciones opuestas a través del vapor atómico de la muestra contenida en una celda de vidrio. El haz de bombeo interactúa con los átomos de velocidad $v = (\omega - \omega_0)/k$ y los excita al nivel superior creando un hueco en la distribución de población del estado base. Cerca de resonancia los dos haces interactúan con los mismos átomos cuya velocidad está cerca de cero $v \simeq 0$ por lo que el haz de bombeo reduce la absorción del haz de prueba, lo cual se refleja como un pico en el espectro de intensidad del haz de prueba[13]. Por lo tanto la contrapropagación de los haces de prueba y bombeo permite la eliminación del ensanchamiento Doppler.

3.4.4. Espectroscopía de polarización

Para el experimento se empleó una variante de la espectroscopia de absorción saturada conocida como espectroscopía de polarización, esta técnica ofrece mayor precisión para

determinar las transiciones hiperfinas además que resulta ideal para ser implementada en muestras ópticamente delgadas, con líneas espectrales débiles y con láseres de baja intensidad[44]. Para la implementación de esta espectroscopia nos hemos basado en el esquema propuesto por el grupo de la Universidad de Durham[28] donde se emplea un cubo polarizado para analizar las dos componentes del haz de prueba (figura 3.5).

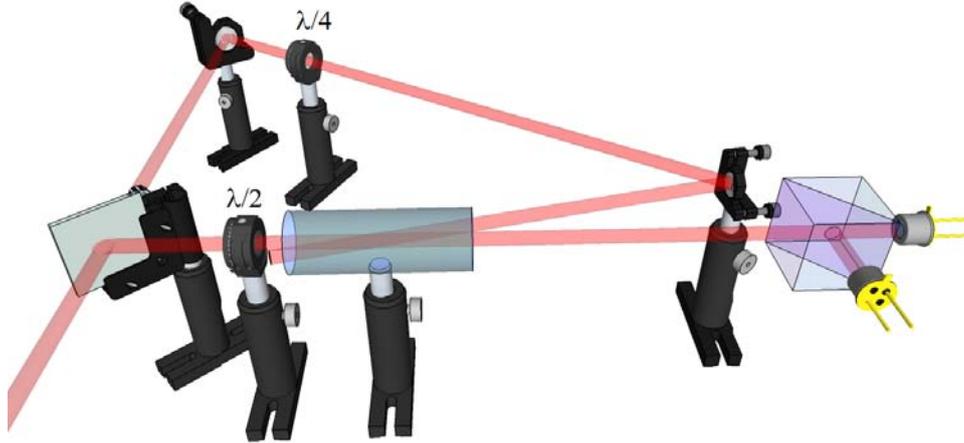


Figura 3.5: Espectroscopía de polarización.

El haz inicial pasa por un portaobjetos que lo divide en dos, la parte reflejada es el haz de prueba (alrededor del 10% de la intensidad inicial) el cual pasa a través de un retardador de media longitud de onda ($\lambda/2$) que lo deja linealmente polarizado a 45° , posteriormente atraviesa la celda de vapor de Rubidio para finalmente incidir sobre el cubo polarizador que lo separa en sus dos componentes perpendiculares de polarización. El resto de la luz inicial servirá como haz de bombeo, dicho haz es transmitido a través del portaobjetos y reflejado por un espejo, luego atraviesa un retardador de cuarto de longitud de onda ($\lambda/4$) el cual lo polariza circularmente. Posteriormente se refleja en un espejo que lo dirige en dirección opuesta y formando un ángulo pequeño con el haz de prueba. Ambos haces contrapropagantes se intersectan en el interior de la celda de vapor de rubidio. Cuando la frecuencia ω del láser es sintonizada a una transición atómica entre los niveles inferior $|F\rangle$ y superior $|F'\rangle$, los átomos en el nivel inferior absorben los haces despoblando los subniveles degenerados $|F, M_F\rangle$. Las reglas de selección de las proyecciones del momento angular total (M_F) para las transiciones permitidas son

$$\Delta M_F = \begin{cases} -1 & \text{polarización circular izquierda} \\ 0 & \text{polarización lineal} \\ 1 & \text{polarización circular derecha} \end{cases} \quad (3.8)$$

Por lo tanto el haz de bombeo circularmente polarizado, sólo puede inducir transiciones donde $\Delta M_F = \pm 1$, el signo depende si la polarización circular es derecha o izquierda. En consecuencia el cambio en las poblaciones de los subniveles inferiores $|F, M_F\rangle$ no es igual para todos las proyecciones M_F por lo que el medio se vuelve anisotrópico. Es decir el pro-

ceso de bombeo óptico resulta en una saturación desigual de los subniveles M_J generando un medio birrefringente para el haz de prueba.

Ya que la polarización lineal del haz de prueba es una superposición de dos componentes circulares, la anisotropía generada por el haz de bombeo provoca que dichas componentes sean absorbidas de manera desigual. El haz de prueba, después de atravesar la celda de vapor de Rubidio, incide sobre el cubo polarizador que lo separa en sus dos componentes de polarización. Cuando el haz de bombeo no está presente, el haz de prueba linealmente polarizado a 45° llega al cubo polarizador y las dos componentes registran la misma intensidad en cada detector. Cuando el haz de bombeo se enciende, se crea la anisotropía en el vapor de rubidio y hay una rotación en el plano de polarización del haz de prueba. Este cambio en la polarización produce que señal de cada detector sea diferente.

A partir de la diferencia entre las dos señales detectadas por los fotodiodos se obtiene el espectro de polarización. En las figuras 3.6(a) y 3.7(a) se muestran los espectros de polarización de ^{85}Rb para las transiciones $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ y $|F = 3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ respectivamente. Y en las figuras 3.6(b) y 3.7(b) se muestran los espectros de polarización de ^{87}Rb para las transiciones $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ y $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ respectivamente.

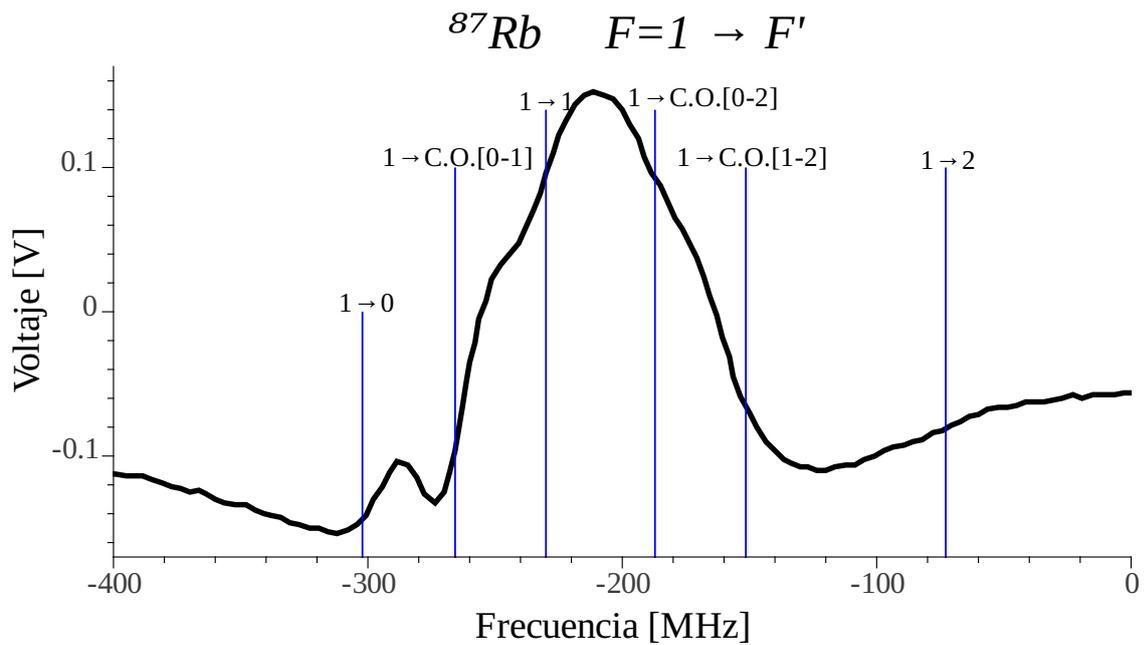
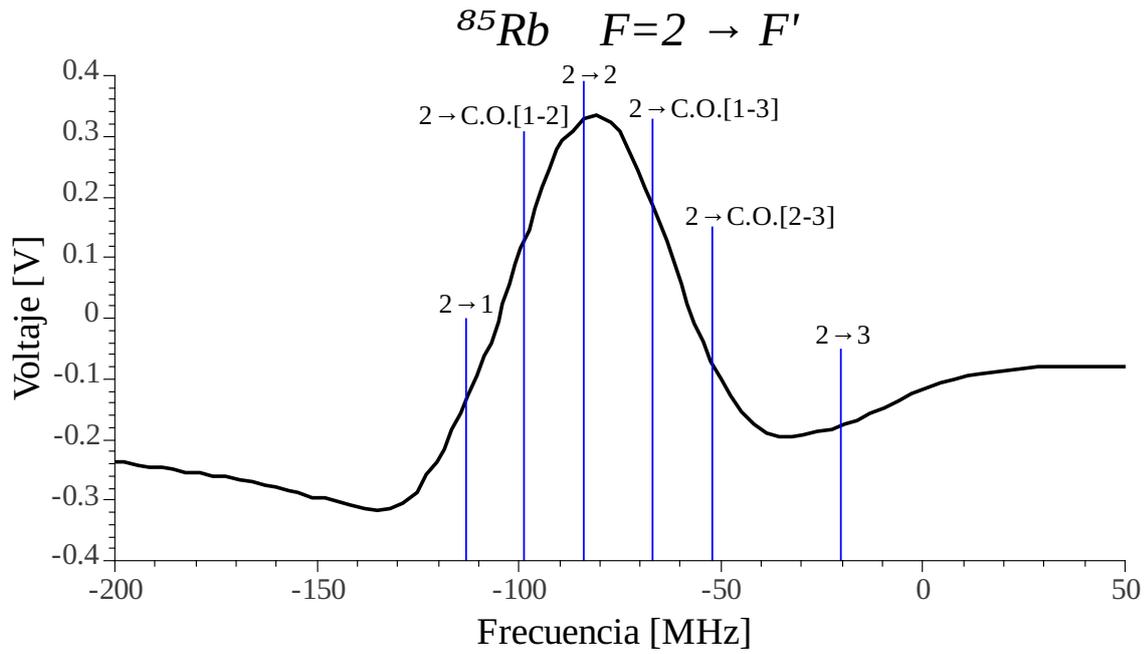


Figura 3.6: Figura a: Espectro de polarización de ^{85}Rb para la transiciones $F = 2 \rightarrow F'$, el cero en la escala horizontal corresponde a la transición $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$. Figura b: Espectro de polarización de ^{87}Rb para la transiciones $F = 1 \rightarrow F'$, el cero en la escala horizontal corresponde a la transición $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$.

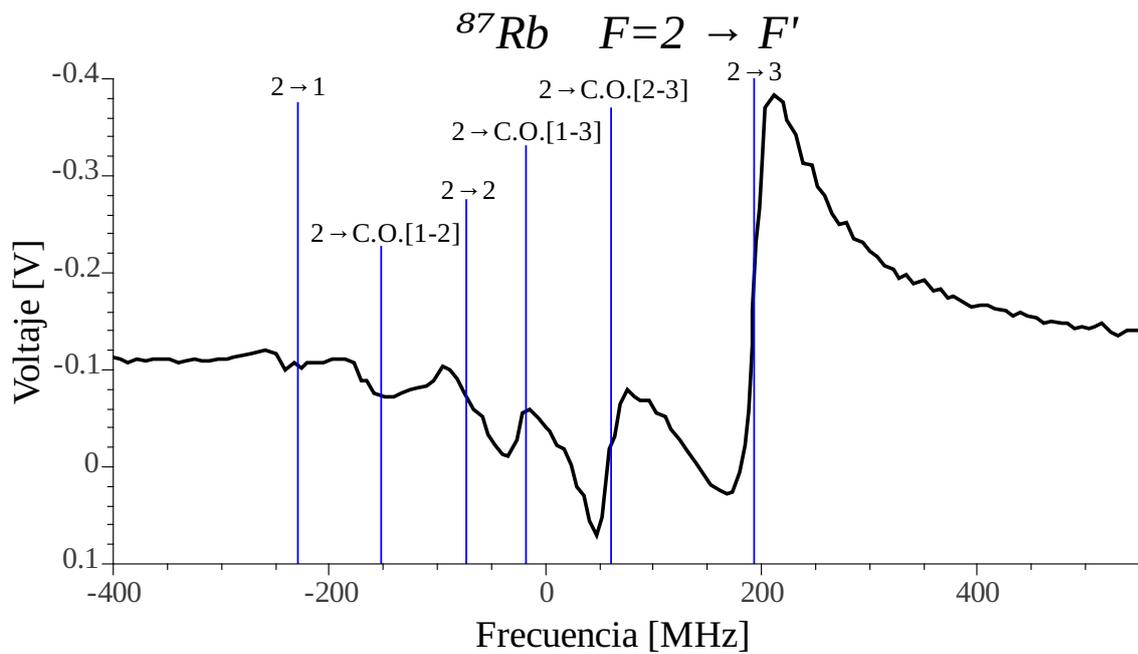
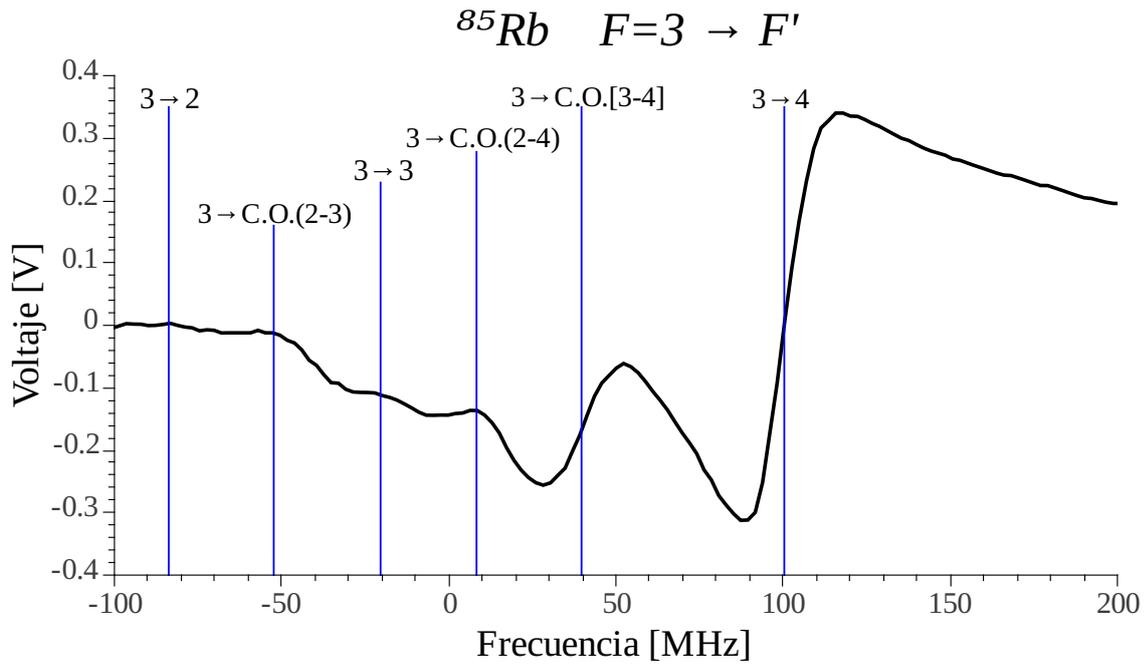


Figura 3.7: Figura a: Espectro de polarización de ^{85}Rb para la transiciones $F = 3 \rightarrow F'$, el cero en la escala horizontal corresponde a la transición $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$. Figura b: Espectro de polarización de ^{87}Rb para la transiciones $F = 2 \rightarrow F'$, el cero en la escala horizontal corresponde a la transición $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$.

3.5. Sistema de anclado de láseres

El experimento requiere de control sobre la frecuencia a la cual operan los láseres para ello se recurre a un sistema de anclado retroalimentado, el cual es capaz de mantener estable ya sea la frecuencia o bien la amplitud del haz de salida. Dicho sistema de anclado se basa en un controlador servo Newport LB1005. Éste equipo efectúa el anclado en tres etapas de procesamiento analógico (figura 3.8), la primer etapa es la de entrada (1) en ella se ingresan las señales de los fotodiodos que resultan de la espectroscopía, el anclador obtiene la diferencia entre ambas señales (señal de error) y le suma un voltaje offset (4) a fin de ajustar el punto de anclado.

La segunda etapa es la de retroalimentación en esta se filtra la señal de error (2) para generar una señal de control (7), para ello incorpora un filtro integral-proporcional (PI). Hay tres perillas (5 y 6) que controlan parámetros que determinan la estabilidad del anclado (perilla *P-I corner*, perilla de ganancia y perilla de límite de ganancia de baja frecuencia).

La tercer y última etapa genera la señal de salida (9) que se manda directo al controlador del láser y ajusta el voltaje en el piezoeléctrico o la corriente en el diodo. El haz de salida del láser pasa por un portaobjetos de microscopio que lo divide en dos haces, la parte transmitida va al experimento (haz de salida) mientras que la parte reflejada va a la espectroscopía cerrando así el ciclo de retroalimentación.

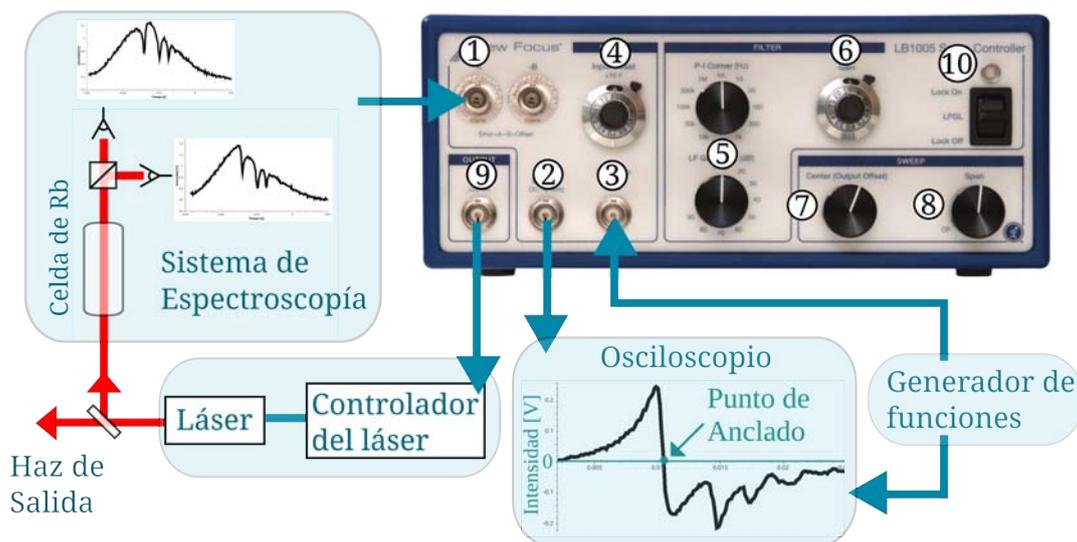


Figura 3.8: Diagrama de anclado

Para anclar el láser se debe conseguir que la señal de error en el osciloscopio interseccione el 0 de voltaje en el punto deseado para anclar. Luego se cierra pausadamente el barrido mediante la perilla span (8) hasta que este se extingue completamente, para ayudarnos a que la señal de error permanezca centrada, mientras se cierra el barrido, se usan las

perillas *input offset* y *Center* (4 y 7). Entonces la palanca de anclado (10) se sube a la posición intermedia de preanclado (LFGL) y si el led indicador permanece en color verde entonces se puede subir la palanca a la posición de anclado (Lock On). Si el led indicador cambia de color verde a rojo, implica que el anclado se ha perdido y debe repetirse el proceso de anclado.

3.5.1. Medición de la desintonía del haz de atrapamiento

Cuando dos ondas coherentes de distinta frecuencia se superponen surge una nueva señal cuya frecuencia es la diferencia de las frecuencias de cada haz y puede ser medida por medio de un analizador de espectros.

Tanto el haz de atrapamiento como el de imagen están anclados en el centro de la transición $F = 3 \rightarrow F' = 4$, solo que el de atrapamiento está desintonizado hacia el rojo algunos Megahertz. El método para medir la desintonía del haz de atrapamiento consiste batir los haces de imagen y atrapamiento en un fotodiodo rápido, usando al haz de imagen como referencia. En la figura 3.9 se muestra el esquema óptico de batimiento.

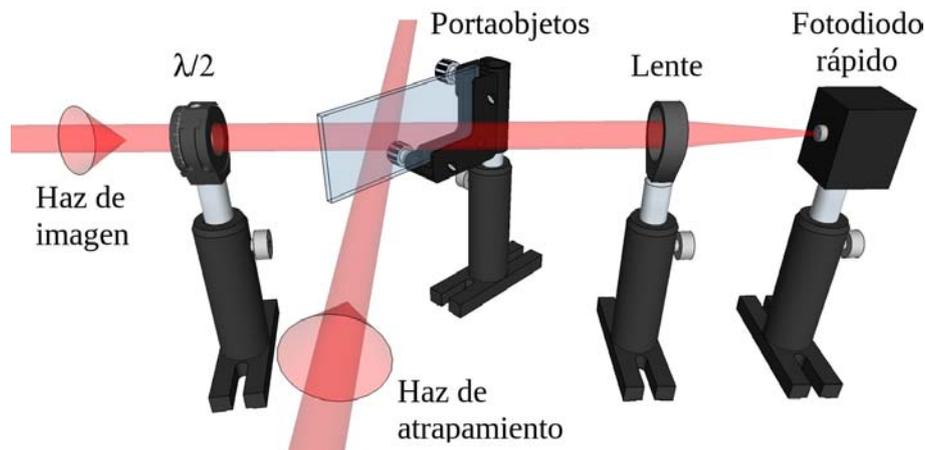


Figura 3.9: Diseño óptico del batimiento entre el haz de imagen y el de atrapamiento.

Ambos haces se intersectan en un portaobjetos de tal forma que el reflejo del haz de atrapamiento y la transmisión del haz de imagen son colineales e inciden sobre un fotodiodo rápido (Amplifier Silicon Detector ET-2030A), la señal de batimiento va a un analizador de espectros (Rohde&Schwarz FSP3) que despliega la transformada rápida de Fourier. Para que el batimiento ocurra deben tomarse las siguientes consideraciones[27]:

- Los estados de polarización no deben ser mutuamente ortogonales;
- La diferencia en frecuencia debe estar dentro del ancho de banda del detector;
- Las potencias de ambos haces deben ser comparables.

El perfil de potencia de la señal de batimiento puede modelarse por medio de una función Lorentziana, en la figura 3.10 se muestra un ejemplo del ajuste para un batimiento entre el haz de atrapamiento y el de imagen.

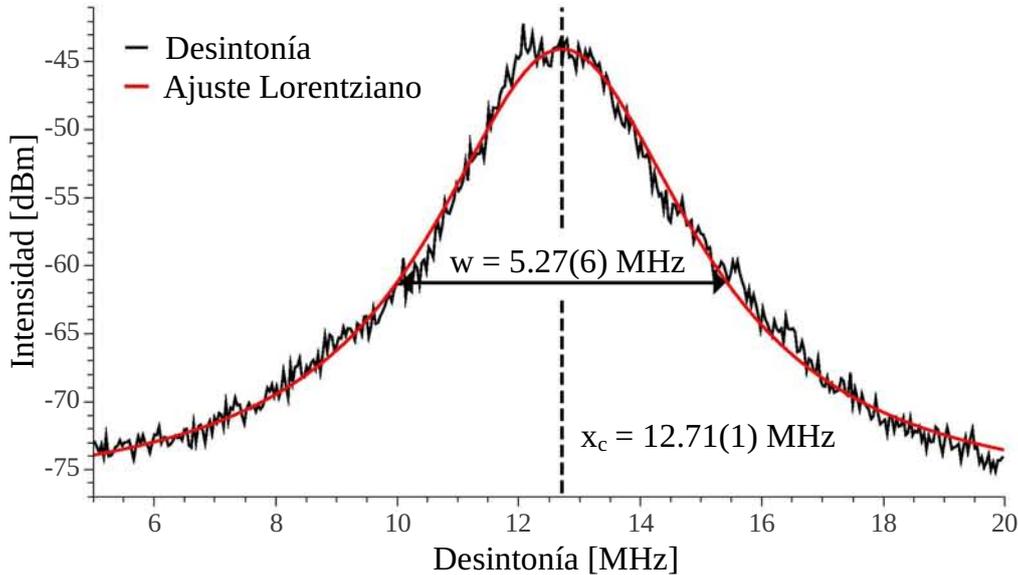


Figura 3.10: Desintonía entre el haz de imagen y el de atrapamiento. Frecuencia 12.7(1)MHz, ancho de banda 5.27(6)MHz.

3.6. Obturación de haces y campo magnético

3.6.1. Obturación del Campo Magnético

El servicio social del estudiante de licenciatura Luis Armando Vieyra Reboyo consistió en la construcción y caracterización de un circuito (figura 3.11) que permitiera obturar el campo magnético de atrapamiento. El circuito se conecta en serie entre la fuente y las bobinas de atrapamiento, consta de un transistor de efecto de campo FET que se conecta en serie con las bobinas de atrapamiento (drain) y a una resistencia de salida (source). El FET es controlado por una señal TTL filtrada por medio de un amplificador proporcional y un amplificador integrador. La respuesta en tiempo es controlada mediante un potenciómetro. Dependiendo del nivel de la señal de control TTL (alto 5V, bajo 0V) interrumpe

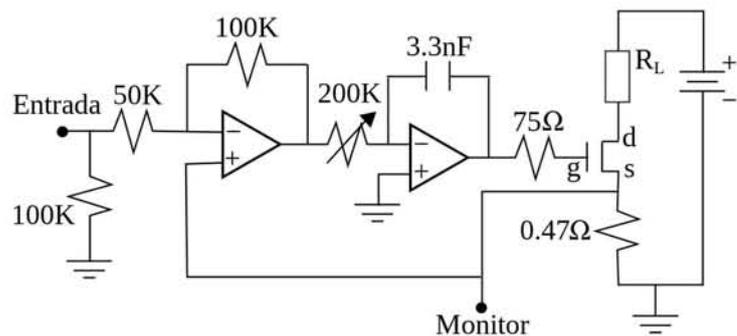


Figura 3.11: Circuito obturador de campo magnético.

o deja pasar la corriente través de las bobinas. Se monitorea el voltaje en la resistencia de salida como una medida indirecta de la corriente que circula por las bobinas. El tiempo de respuesta del circuito es menos a $100 \mu\text{s}$. En la figura 3.12 se muestra la caracterización de la respuesta del circuito cuando recibe un cambio en la señal TTL

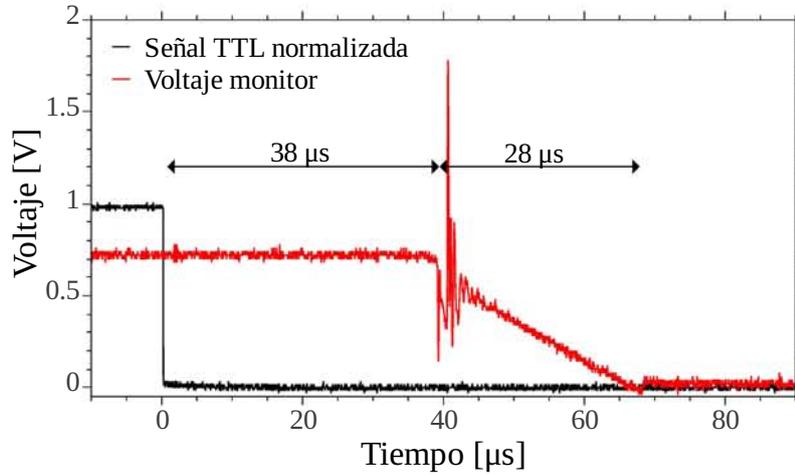


Figura 3.12: Caracterización de la obturación de campo magnético. El cambio en la señal de control TTL ordena al circuito interrumpir la corriente en las bobinas en un tiempo aproximado de $66 \mu\text{s}$.

3.6.2. Obturadores mecánicos

La secuencia temporal en que ocurren los procesos del experimento requiere que la obturación de los haces sea completa y lo suficiente rápida ($\sim 100 \mu\text{s}$), con el fin de que cada proceso no interfiera con el siguiente y no se filtre luz que pudiera derivar en calentamiento de la nube atómica. Para ello se construyó un obturador mecánico (figura 3.13(a)) basado en el propuesto por Kilian Singer[34].

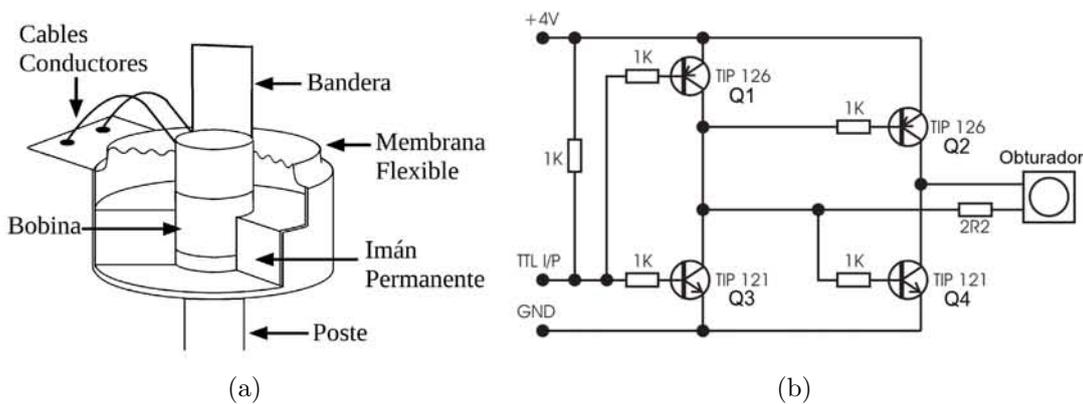


Figura 3.13: Diagrama (a) y circuito de operación del obturador[34] (b).

El obturador consiste en una pequeña bocina de computadora recortada (diámetro del imán 4.5cm), en la parte superior de la bocina se encuentra pegada una pequeña bandera oscura y rígida cuya superficie es perpendicular al haz que se desee obturar. Cuando

circula corriente a través de la bobina en el interior de la bocina, se genera un campo magnético que puede estar orientado de forma paralela o antiparalela con el del imán permanente que rodea a la bobina, por lo que se induce una fuerza que desplaza arriba o abajo a la bobina y en consecuencia a la bandera. Este desplazamiento se emplea para obturar al haz. El circuito (figura 3.13(b)) que controla el sentido de la corriente consiste en 4 transistores que alternan la corriente de salida en función del nivel de una señal TTL (alto: 5V, bajo: 0V). En el nivel bajo los transistores Q2 y Q4 se encuentran en un estado conductor mientras que Q1 y Q3 están un estado no conductor. La situación se invierte para el nivel alto. La fuente de alimentación del circuito debe suministrar un voltaje aproximado de 4.5 V y una corriente de 500 mA.

La velocidad de obturación se expresa como el cociente entre el ancho del haz a $1/e^2$ y el tiempo de obturación. Para medir el ancho del haz se emplea el método de la navaja y para medir el tiempo de obturación se emplea un osciloscopio que detecte la potencia transmitida del haz en función del tiempo durante la obturación, para ello se coloca un fotodiodo que detecta al haz en la parte posterior al obtu-

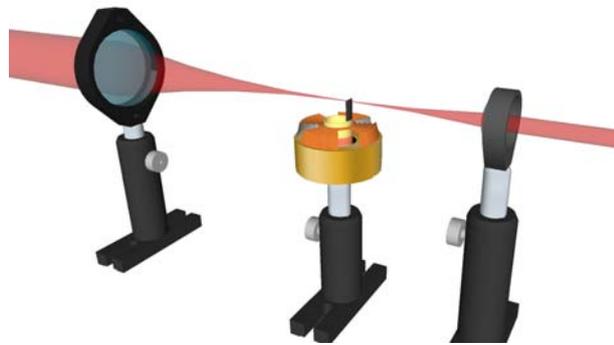


Figura 3.14: Obturación del haz.

rador. El fotodiodo se conecta a un circuito amplificador cuya señal de salida se muestra simultáneamente con la señal de control TTL en el osciloscopio. En la figura 3.15 se muestra un ejemplo de la señal que detecta el osciloscopio cuando el obturador baja descubriendo el haz. Para disminuir el tiempo de obturación se coloca el obturador en el foco de un telescopio Kepleriano por el cual pasa el haz (figura 3.14). La bandera puede desplazarse 3 mm o hasta 6 mm si se recorta la membrana que soporta la bobina. Como se aprecia en la figura 3.15 existe un retraso entre el instante que se manda la señal trigger TTL y el momento en que actúa el obturador, también se aprecia que la obturación del haz no es inmediata en lugar de ello muestra el perfil de una función error lo cual es natural ya que el haz posee una distribución Gaussiana de intensidad.

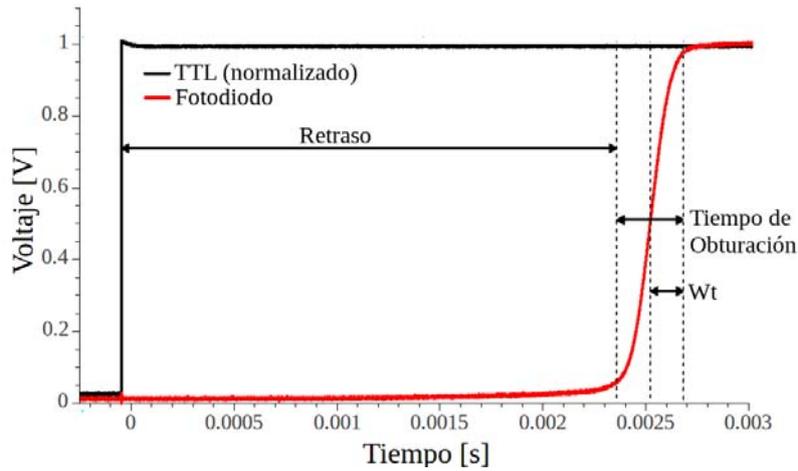


Figura 3.15: Potencia transmitida del haz durante la obturación, podemos identificar un retraso entre la señal que se envía al obturador con la respuesta de éste.

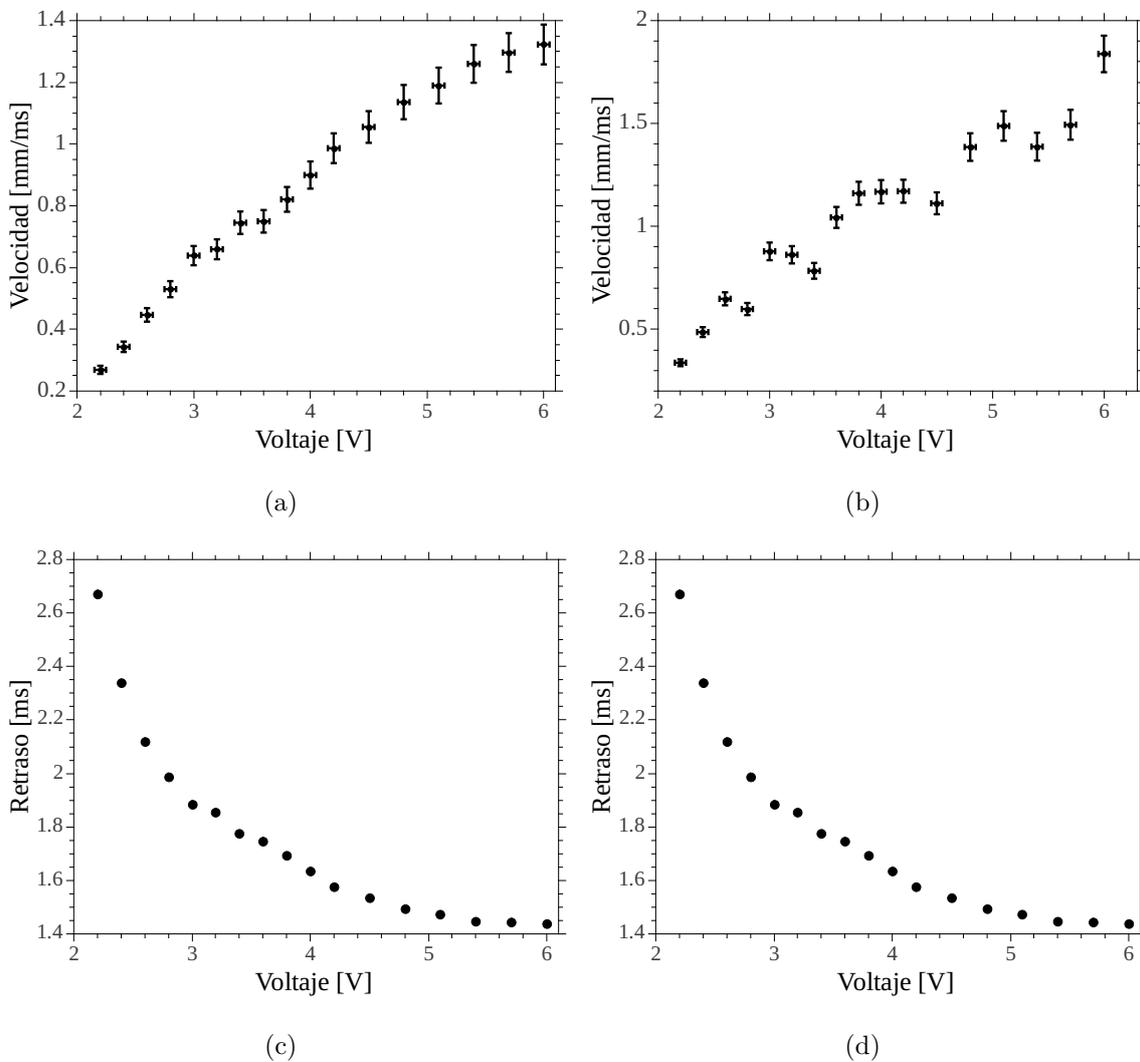


Figura 3.16: Optimización del desempeño del obturador. Velocidad de subida (a) y bajada (b) respecto al voltaje. Retraso en la respuesta del obturador en la subida (c) y bajada (d) respecto al voltaje.

El desempeño del obturador puede optimizarse variando el voltaje aplicado sobre el circuito de control. La velocidad de obturación como función del voltaje para la subida y bajada de la bandera se muestra en las figuras 3.16(a) y 3.16(b) respectivamente. Mientras que el retraso en la respuesta del obturador como función del voltaje para la subida y bajada de la bandera se muestra en las figuras 3.16(c) y 3.16(d) respectivamente.

3.7. Cámara CCD

La cámara CCD empleada para la adquisición de imágenes de absorción, es un modelo Hitachi KP-M2A. El chip CCD consiste en un arreglo de pequeños pixeles de $6.47\text{mm} \times 4.83\text{mm}$. Cada pixel posee un área de $10.11\mu\text{m} \times 10.06\mu\text{m}$ de la cual solo $8.6\mu\text{m} \times 8.3\mu\text{m}$ corresponde a la parte activa [14]. Esta cámara puede operar en dos modos, continuo y trigger. Por default la cámara opera en modo continuo capturando 30 imágenes por segundo. El experimento exige tener control sobre los tiempos de adquisición de imagen, por lo que se emplea el modo trigger [14] que opera mandándole un pulso digital a la cámara, al momento de recibir el pulso ésta empieza a convertir la luz incidente sobre el chip CCD en una señal eléctrica, al tiempo de obturación de la cámara está determinado por la duración del pulso digital que se le envió.

3.7.1. Sincronización de la cámara

En modo trigger la cámara CCD sólo puede tomar imágenes de manera exitosa si el pulso digital de obturación está sincronizado con un reloj interno de la cámara. Para lograr dicha sincronización se conectó la salida BNC (video out) de la cámara a un osciloscopio para analizar la señal de salida de la cámara Hitachi en modo trigger.

La señal de salida de la cámara CCD (figura 3.17) tiene forma de un tren de paquetes. Podemos identificar dos estados, alto y bajo. El estado bajo tiene una duración aproximada de 1ms, mientras que el estado alto tiene una duración de aproximada de 17.8 ms. Esta señal representa el reloj interno de la cámara.

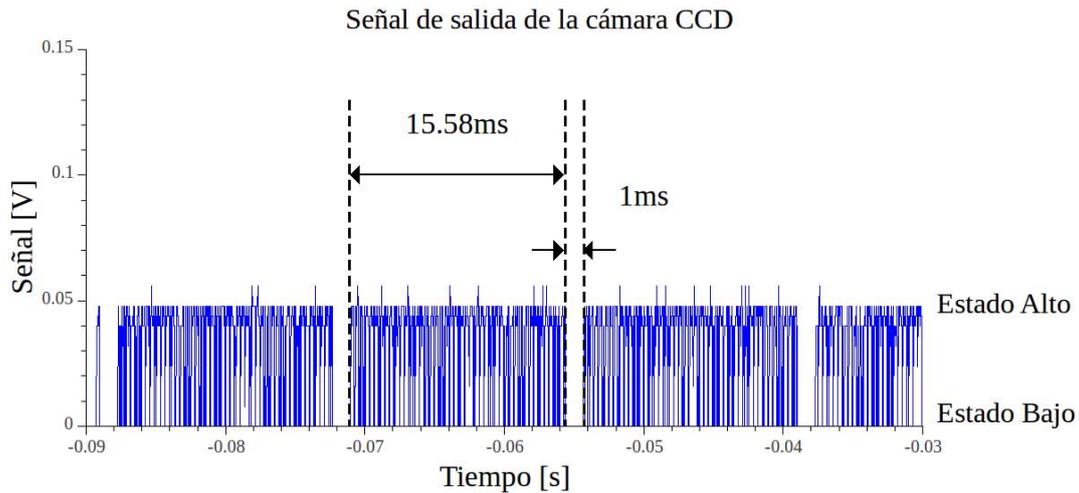


Figura 3.17: Estructura temporal de la señal de salida de la cámara CCD

Para que la cámara pueda capturar una imagen completa se requiere que el pulso digital de obturación coincida con un estado bajo del reloj interno de la cámara, por lo que es fundamental que nuestros eventos estén perfectamente sincronizados con el reloj interno de la cámara CCD³. Para este fin se analizó el efecto de enviar un pulso digital de corta duración (decenas de microsegundo) tal como se muestra en la imagen 3.18. Se puede ver que al término del pulso digital, la cámara reinicia inmediatamente su reloj interno en un estado bajo. Por lo tanto es posible sincronizar el reloj interno de la cámara a nuestra secuencia de eventos, por medio de un primer pulso de corta duración (decenas de microsegundo). En otras palabras este primer pulso marca el tiempo $t = 0$ del reloj interno de la cámara.

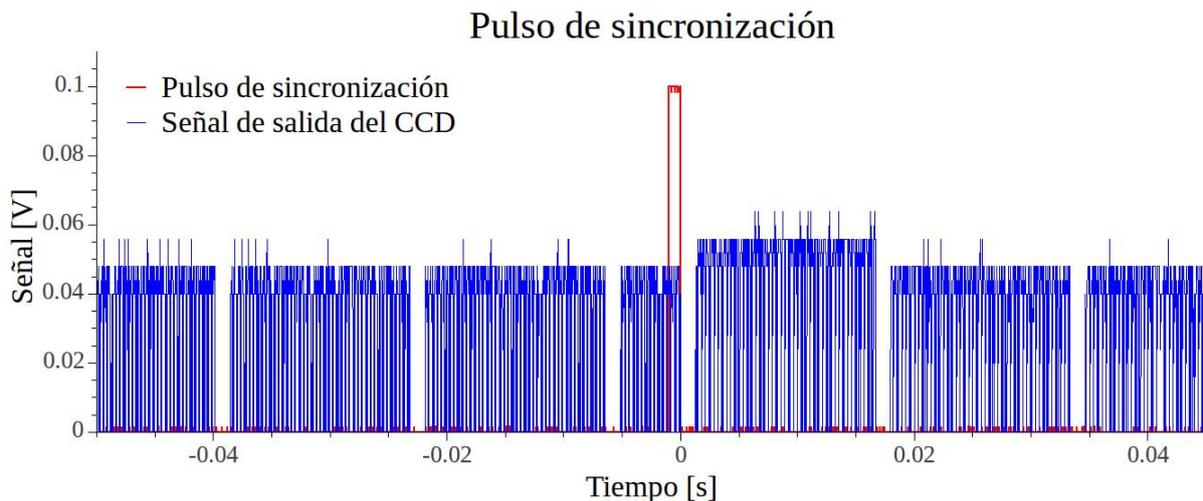
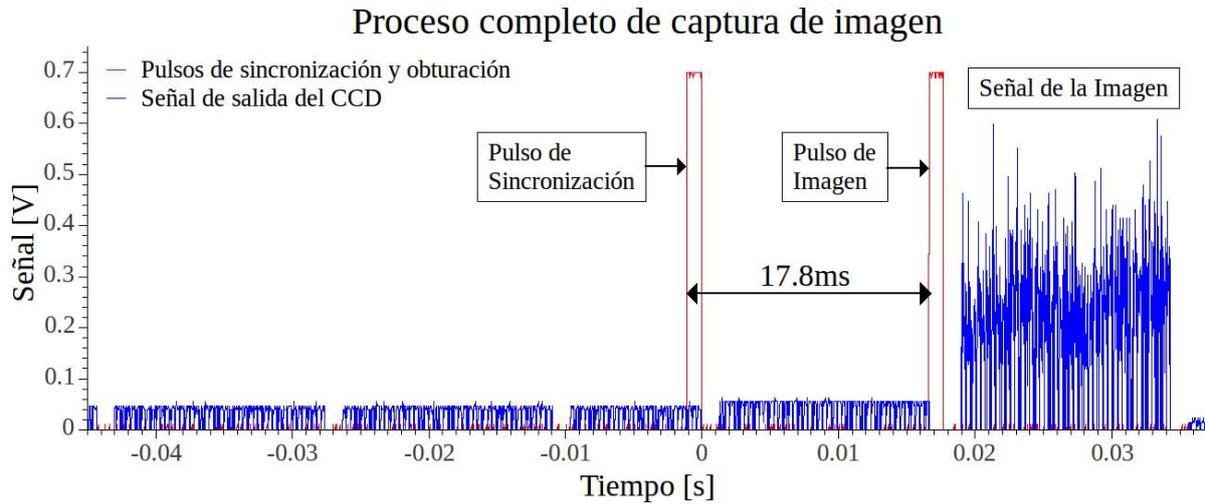


Figura 3.18: Pulso de sincronización del reloj interno de la cámara

³En la sección 3.9.1 se explica cómo se crea la secuencia de eventos del experimento.

Por lo tanto para tomar imágenes en modo trigger, es necesario enviar dos pulsos digitales, el primero (pulso de sincronización) reinicia el reloj interno de la cámara mientras que el segundo (pulso de obturación) dispara la toma de imagen. La duración del segundo pulso indica el tiempo de exposición de la cámara. Ambos pulsos deben estar separados entre sí un múltiplo 17.8 ms. En la figura 3.19 se muestra el proceso completo de captura de imagen.



3.7.2. Calibración de distancia sobre el chip CCD

Para calibrar las dimensiones espaciales de las imágenes sobre el chip CCD, se monta una pantalla con patrones de líneas horizontales y verticales, luego se enfoca la imagen sobre el chip CCD con una lente convergente ($f = 12.5\text{cm}$) en configuración a $4f$ (figura 3.20). La cámara y la lente están sujetas a monturas unidas por un tubo de longitud ajustable que sirve para aislar luz no deseada que pudiera filtrarse en la cámara.

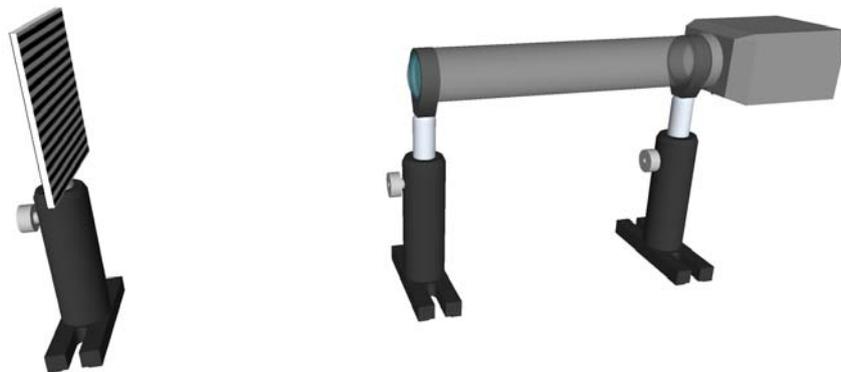


Figura 3.20: Determinación de la magnificación del sistema.

3.8. Esquema óptico de la MOT

Para calcular la magnificación del sistema se tomaron imágenes de una de las líneas de cada patrón, luego se midió el ancho de la línea en la imagen contando el número de pixeles que abarcan dicha línea y multiplicándolos por las dimensiones los pixeles. La magnificación del sistema se hizo a través del cociente entre el ancho de la línea en la imagen sobre el ancho de línea real que se midió con un Vernier. En la tabla 3.1 se muestran los resultados del análisis

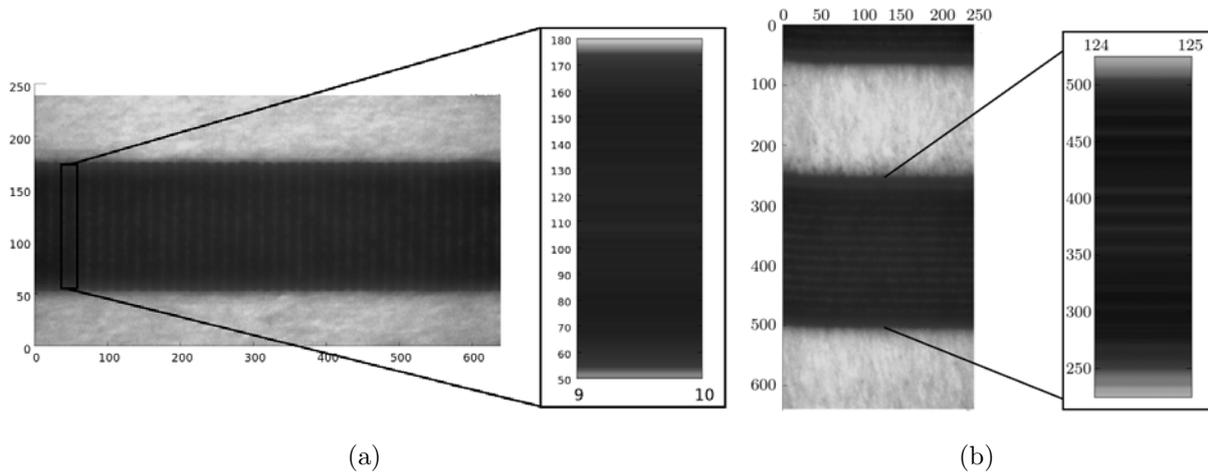


Figura 3.21: Número de pixeles que ocupan una franja vertical (a) y una horizontal (b).

	No. de pixeles	longitud por pixel [μm]	Ancho sobre el CCD [mm]	Ancho real [mm]	Magnificación
Horizontal	246	10.11(1)	2.487(2)	2.36(1)	1.0537(4)
Vertical	120×2	10.06(1)	2.415(1)	2.36(1)	1.0233(4)

Tabla 3.1: Análisis de la magnificación del sistema

Por lo tanto las magnificaciones horizontal y vertical del sistema son 1.0537(4) y 1.0233(4) respectivamente.

3.8. Esquema óptico de la MOT

El esquema óptico de la trampa magneto-óptica se muestra en la figura 3.22. Todos los elementos que componen la MOT se encuentra montados sobre una mesa óptica (Newport RS3000). El haz de atrapamiento sale del láser y pasa por un aislante óptico (I1), después es reflejado por un par de espejos que lo dejan paralelo a la superficie de la mesa óptica en dirección del eje x . Posteriormente atraviesa un portaobjetos (PO1), la parte reflejada se dirige a un sistema de espectroscopía (recuadro 2). Mientras que la transmitida pasa por una placa $\lambda/2$, el haz de sale con polarización horizontal y es transmitido al incidir sobre el cubo C1.

El haz de rebombeo sale del láser y es reflejado por un par de espejos que lo dejan paralelo a la superficie de la mesa óptica, después atraviesa un aislante óptico (I2) y una placa $\lambda/2$, la polarización del haz de salida es principalmente horizontal por lo que al incidir sobre el cubo C2 la mayor parte se transmite y es usada para la espectroscopía (recuadro 1). Mientras que la parte reflejada es dirigida hacia el cubo C1 donde nuevamente se refleja. El alineamiento está hecho de tal forma que después de pasar por el cubo C1 los haces de atrapamiento y rebombeo sean colineales y puedan ser manipulados como un solo haz.

El haz de atrapamiento y rebombeo es expandido por un telescopio Kepleriano (magnificación = 7.14), en el foco del telescopio se encuentra un obturador (O1). El haz posteriormente se divide en tres pares de haces contrapropagantes y perpendiculares con polarización circular que se intersectan en el centro de la trampa⁴.

El haz de imagen pasa por el aislante óptico I3, se refleja en un espejo y cruza un divisor de haz, la parte transmitida se emplea para espectroscopía (recuadro 3) y la parte reflejada se divide nuevamente (D3), la parte transmitida se bate con el haz de atrapamiento (recuadro 4, sección 3.5.1) y la parte reflejada se atenúa por medio de la combinación de una placa $\lambda/2$ y cubo polarizador (C3) y se usa para adquisición de la imagen de absorción de la nube atómica siguiendo el esquema descrito enseguida.

⁴Los detalles de la forma en que ingresa cada haz a la cámara de vacío pueden consultarse en [22]

3.8. Esquema óptico de la MOT

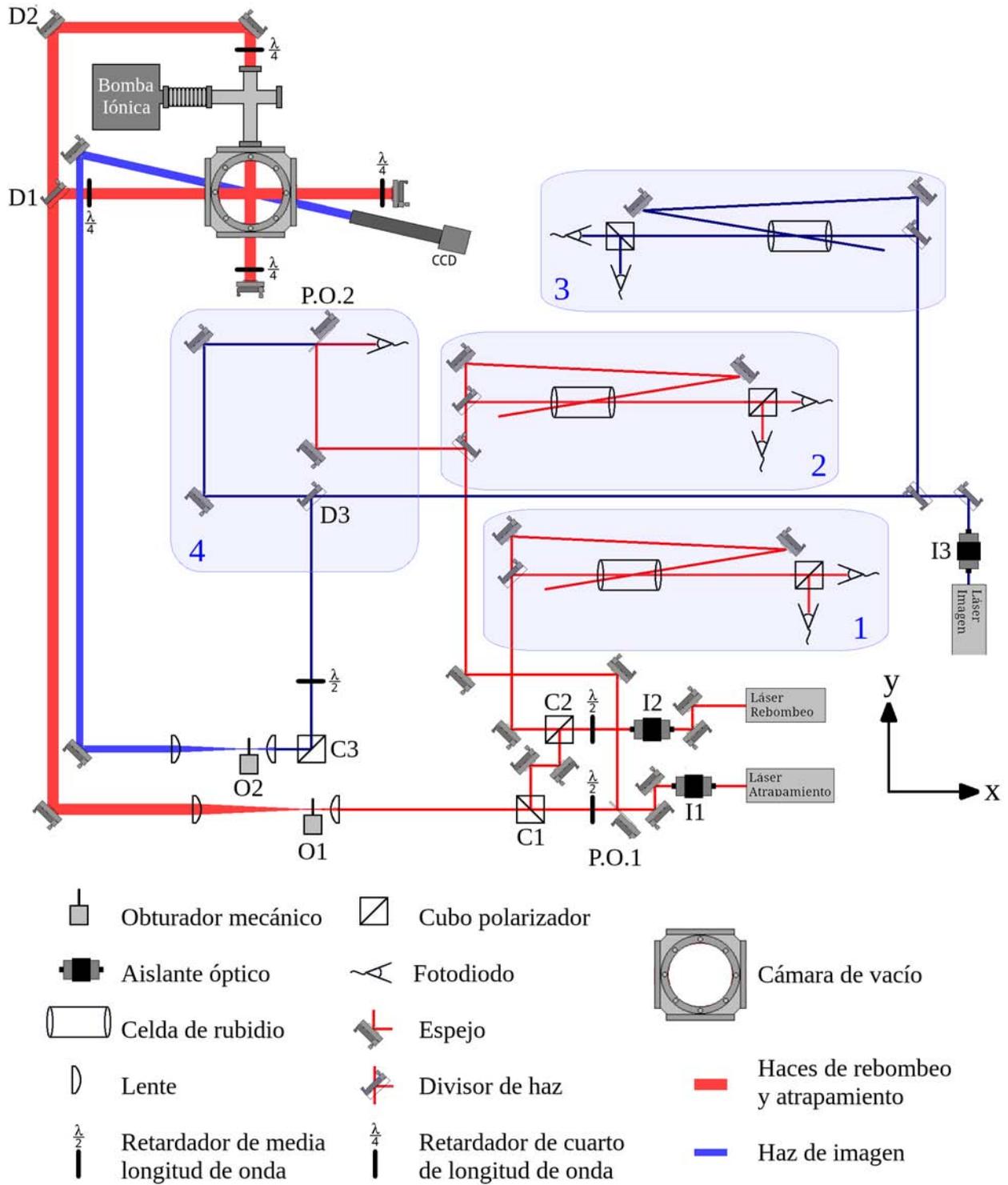


Figura 3.22: Esquema de la MOT sobre la mesa óptica.

3.8.1. Esquema óptico para la imagen de absorción

El sistema óptico para la toma de imágenes se muestra en la figura 3.23. El haz de imagen proviene del láser SXI, tiene un ancho a $1/e^2$ de 1.2 mm y debe estar sintonizado en el centro de las transiciones $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ para ^{85}Rb y $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ para ^{87}Rb . El haz se expande por medio de un telescopio Kepleriano de magnificación 5, en el punto focal del telescopio se encuentra un obturador mecánico⁵. Una vez que el haz ha sido expandido se dirige por medio de espejos hacia la MOT de tal forma que atraviese la nube atómica formando un pequeño ángulo con una de las parejas de haces de atrapamiento, la intensidad del haz de imagen en este punto es aproximadamente de 0.0202 W/m^2 . La nube atómica absorbe parte del haz y proyecta una sombra que se enfoca sobre el chip CCD por medio de una lente plano convexa ($f = 125 \text{ mm}$) en configuración $4f$ para obtener una imagen de la nube no invertida y con magnificación uno.

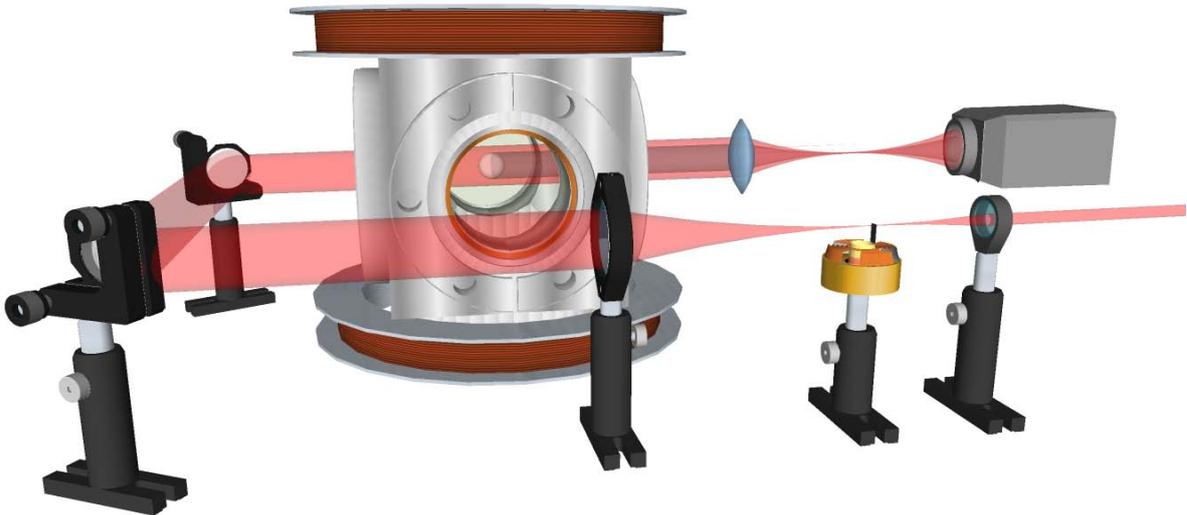


Figura 3.23: Esquema óptico para la adquisición de la imagen de absorción.

3.9. Programa de control

La naturaleza del experimento demanda un control temporal con precisión de microsegundos en la ejecución de los procesos. Para ello se desarrolló un programa en LabView enfocado al control de procesos y la adquisición de datos. Todos los programas desarrollados en la plataforma LabVIEW constan de dos partes diferenciadas, el panel frontal y el diagrama de bloques. El panel frontal es la interfaz con la cual el usuario interactúa con el programa, en ella están los controles e indicadores que se actualizan en tiempo real

⁵El obturador sólo deja pasar al haz el tiempo necesario para adquirir la imagen de absorción puede ser de $15 \mu\text{s}$ a algunos milisegundos.

durante la ejecución del código. El diagrama de bloques es el código del programa que se muestra gráficamente a través de íconos interconectados entre sí, los cuales desempeñan el valor de funciones o variables.

Para poder ejecutar el programa se cuenta con un chasis NI PXI-1042Q de National Instruments con ocho ranuras. En la primera se tiene un controlador PXI-8106 que funciona como el cerebro del sistema, cuenta con procesador, disco duro y memoria, el sistema operativo que emplea es Windows XP. Para el control y adquisición de imágenes de la cámara Guppy se tiene un módulo PXI-8252. Un módulo PXI-6251 de adquisición y generación de voltajes analógicos digitales para la obturación de haces y campo magnético. Un módulo PXI-1411 para la adquisición de imágenes mediante la cámara Hitachi KP-M2 y un módulo contador temporizador PXI-6602 para el control temporal en la ejecución de cada proceso.

3.9.1. Descripción del programa

Al momento de ejecutar el programa se crea una estructura de directorios nombrados a partir de la fecha, dentro de ellos se genera un archivo en donde se guardarán posteriormente los resultados del análisis por cada ciclo del programa.

Todos los dispositivos que llevan a cabo los procesos de obturación y toma de imágenes son activados por medio de pulsos digitales. La primer parte del programa consiste en indicar el inicio y duración de cada evento, así como la escala de tiempo y los parámetros necesarios para la adquisición y almacenamiento de los resultados. Los controles para ingresar esta información se localizan en el panel frontal (pestaña *Procesos* en la figura 3.26) y se listan a continuación:

- Número de muestras: Es el número de veces que el programa se va a repetir;
- Escala de tiempo;
- Incremento por muestra: Se refiere al incremento, por cada repetición, del intervalo de tiempo que hay entre el momento en que se libera la nube y la toma de imagen de absorción;
- Tiempo de espera: Es el tiempo que hay entre cada repetición consecutiva del programa, es mayor o igual al tiempo de carga de la nube de átomos;
- Inicio y duración de la obturación de la cámara CCD;
- inicio y duración de los obturadores de los haces y del campo magnético.

La información ingresada en el panel frontal genera tres secuencias de pulsos digitales (figura 3.24) que activan de forma ordenada todos los procesos necesarios para la toma y

análisis de imágenes de absorción. Cada imagen es interpretada como un arreglo matricial de números.

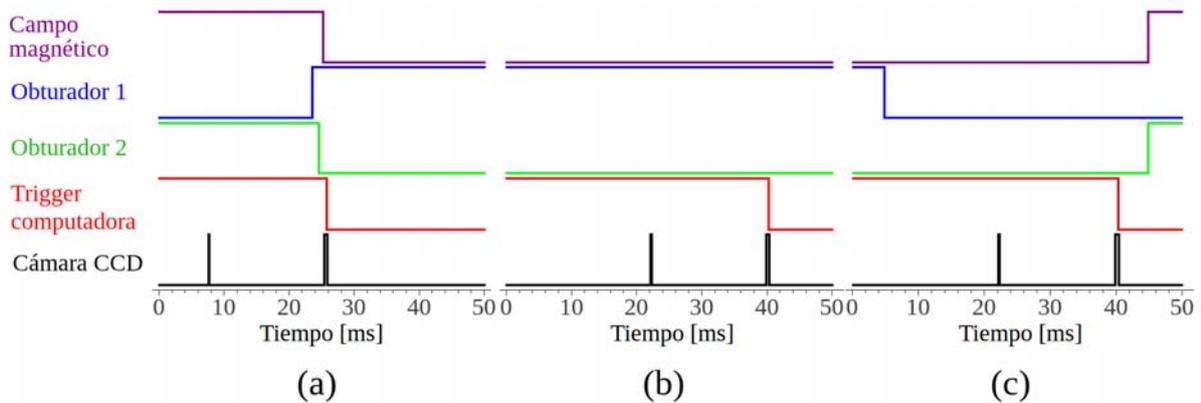


Figura 3.24: Secuencia de pulsos digitales para la adquisición de las imágenes de sombra (a), prueba (b) y oscuridad (c).

La primer secuencia de pulsos (figura 3.24(a)) se encarga de la toma de la imagen de sombra. Una vez adquirida la imagen de sombra el programa se comunica via ethernet con el analizador de espectros R&S FSP3 para obtener el valor de la desintonía entre los haces de atrapamiento e imagen. En seguida el programa deja pasar un tiempo de espera (timeout) para que la nube atómica se disuelva por completo. Una vez concluido el tiempo de espera se genera la segunda secuencia de pulsos digitales (figura 3.24(b)) cuyo fin es obtener la imagen del haz de prueba. La tercer y última secuencia de pulsos digitales (figura 3.24(c)) captura una imagen del fondo en ausencia total de haces, es decir la imagen de oscuridad.

A partir de las tres imágenes capturadas, el programa obtiene la densidad óptica. El análisis posterior no se hace sobre toda la densidad óptica sino sobre una región específica que encierra a la nube atómica y es conocida como región de interés (ROI por sus siglas en inglés). La selección de la ROI puede ser automática o manual, tanto la densidad óptica como la región de interés se despliegan en el panel frontal (figura 3.26).

A partir de la región de interés se extraen las dimensiones espaciales de la nube, para ello el programa suma todos los elementos sobre cada columna y sobre cada renglón, como resultado se obtienen dos distribuciones una vertical y otra horizontal (pestaña *Resultados de absorción* en la figura 3.27). A este par de distribuciones el programa les hace un ajuste Gaussiano de donde se extraen los parámetros de amplitud, centro y desviación estándar⁶. Por último, el programa guarda todas las imágenes, distribuciones, ajustes y resultados dentro de la estructura de directorios creada al inicio. El programa se repite el número de veces que se haya indicado en el panel frontal, incrementando por cada toma el tiempo que transcurre entre la obturación de los haces de atrapamiento y la toma de imagen, el valor del incremento es uno de los parámetros que se ingresan en el panel frontal.

⁶Los parámetros iniciales del ajuste se pueden ingresar de forma manual o automática.

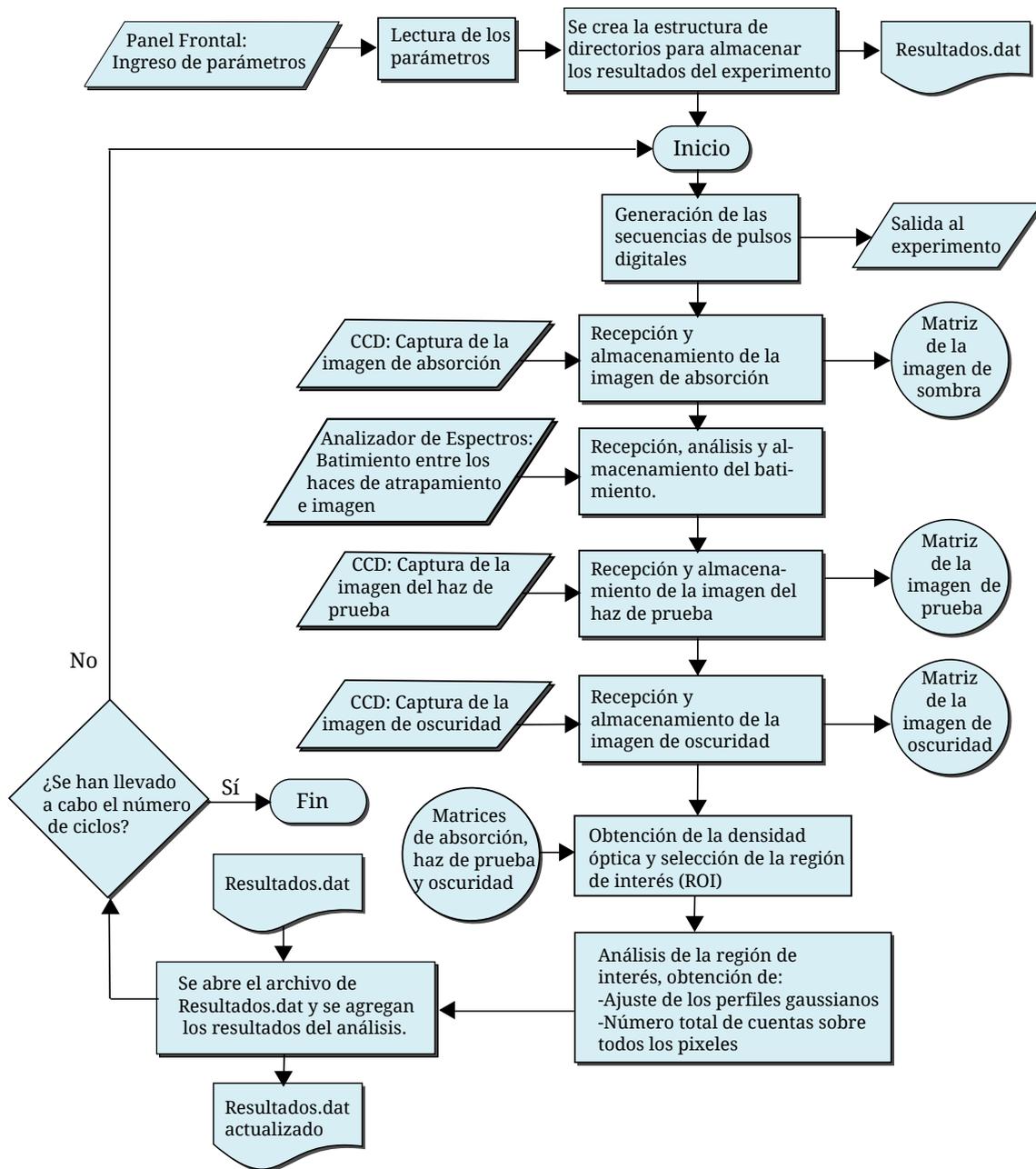


Figura 3.25: Diagrama de flujo del programa.

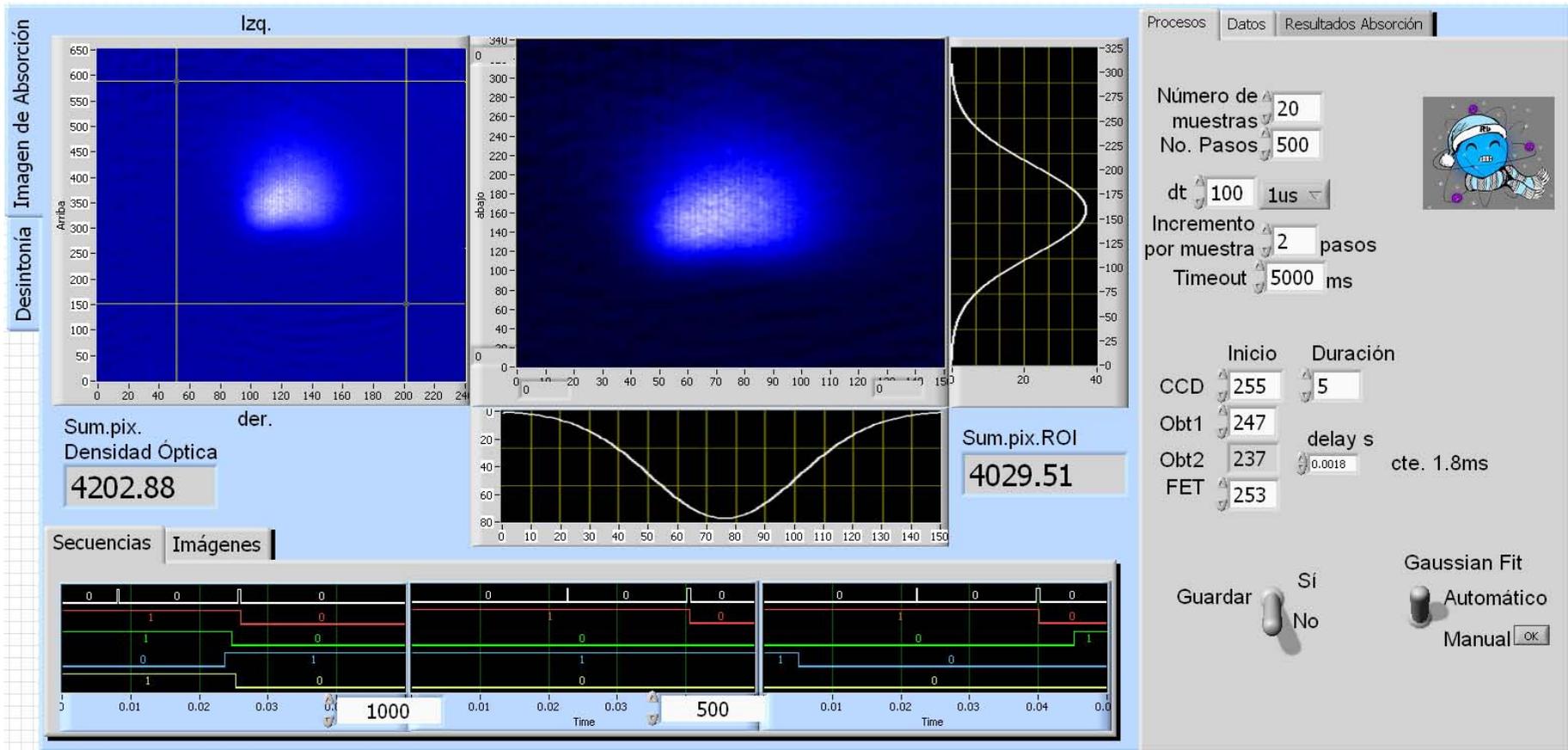


Figura 3.26: Pestaña de la imagen de absorción del panel frontal del programa. Se indican los parámetros que determinan la generación de los pulsos digitales del control de procesos para la adquisición de la imagen de absorción.

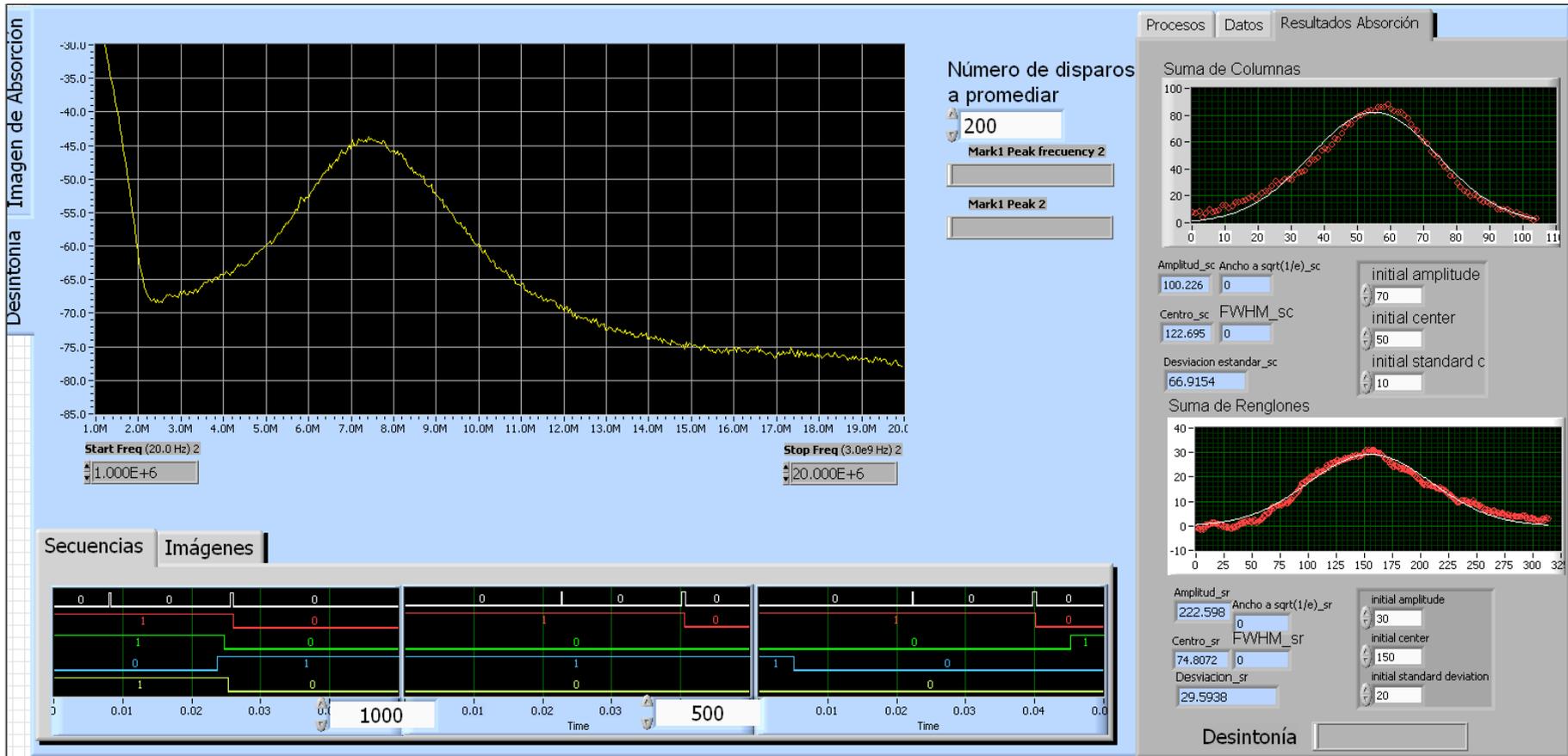


Figura 3.27: Pestañas de desintonía y resultados de la imagen de absorción del panel frontal del programa. Se muestran los resultados del análisis del batimiento entre el haz de atrapamiento y el haz de imagen y del análisis sobre la región de interés de la imagen de absorción.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se analiza y discute la caracterización y optimización de las propiedades físicas de la MOT. Los parámetros de interés son la intensidad y desintonía del haz de atrapamiento, el gradiente de campo magnético y la presión en el interior de la cámara de vacío. La primer propiedad de la nube atómica que se estudia es el tiempo de carga y su dependencia con la presión en el interior de la cámara de vacío. Una vez transcurrido el tiempo de carga, la MOT permanece en estado estacionario, entonces se llevan a cabo el resto de las mediciones, número de átomos, temperatura, dimensiones espaciales y densidad de la nube atómica.

4.1. Tiempo de carga de la nube atómica

Por medio de la medición de la fluorescencia de la MOT como función del tiempo durante el proceso de carga, podemos obtener la tasa de atrapamiento que se caracteriza por la pendiente inicial de la curva de carga, la tasa de pérdida Γ que es el inverso del tiempo de carga τ , y el número de átomos atrapados en el estado estacionario N_s .

El tiempo de carga es independiente de la potencia de los haces de atrapamiento y rebombeo pero sí depende del gradiente de campo magnético y de la presión en el interior de la cámara de vacío [46] que a su vez depende de la corriente que circule a través del dispensador de rubidio. Para conocer la dependencia del tiempo de carga con respecto a la presión en el interior de la cámara se mide la fluorescencia de la nube atómica durante el proceso de carga, para distintas corrientes en el dispensador de rubidio (figura 4.1). Tal como se describe en la sección 2.4.1 la fluorescencia de la nube es directamente proporcional al número de átomos atrapados.

4.1. Tiempo de carga de la nube atómica

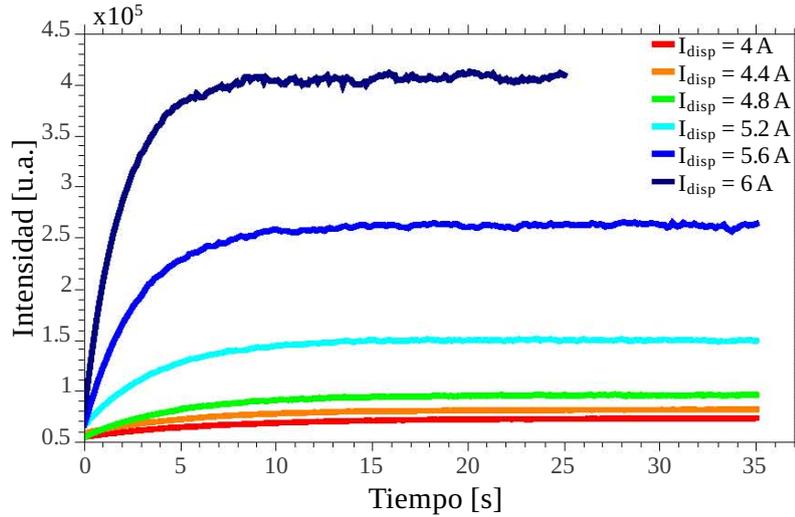


Figura 4.1: Gráficas de la fluorescencia de la nube en función del tiempo, durante el proceso de carga, para distintos valores de corriente en el dispensador de rubidio (I_{disp}).

De la figura 4.1 se observa que al aumentar la corriente en el dispensador de rubidio (y en consecuencia la presión de fondo en el interior de la cámara de vacío), el número de átomos en el estado estacionario también se incrementa. Posteriormente a cada curva de la figura 4.1 se le practicó un ajuste por medio de la ecuación 2.30 de donde se extrae el valor del tiempo de carga, los resultados se muestran en la gráfica 4.2.

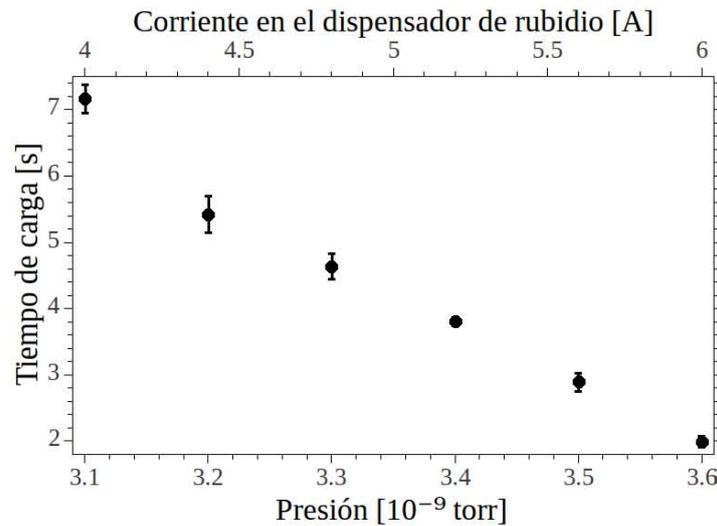


Figura 4.2: Tiempo de carga de la nube atómica en función de la presión en el interior de la cámara.

El tiempo de carga presenta un comportamiento inversamente proporcional con la presión, tal como lo predice la ecuación 2.24. Entonces al aumentar la presión en el interior de la cámara, el tiempo de carga se reduce. Sin embargo si se continuara incrementando la presión, llegaría el momento en que la tasa de atrapamiento sería despreciable comparada con la tasa de pérdida por colisiones con el gas de fondo (ver ecuación 2.19) y en consecuencia el número de átomos atrapados en el estado estacionario tendería a cero. Por el

momento, no es posible probar presiones mayores a 4×10^{-9} torr ya que la máxima corriente que tolera el dispensador antes de dañarse es de 6 A. Se concluye que al incrementar la presión de fondo debida al vapor de rubidio, en los límites que el experimento permite, el número de átomos atrapados en el estado estacionario se incrementa y el tiempo de carga se reduce.

Para los experimentos de espectroscopía es conveniente contar con el mayor número de átomos por lo tanto el resto de las mediciones se efectuaron fijando la corriente en el dispensador de rubidio a 5.5 A, una corriente que garantiza un alto número de átomos y no pone en riesgo al dispensador. La presión de fondo para todas las mediciones que se presentan a continuación es entonces de 3.5×10^{-9} torr aproximadamente y el tiempo de carga es menor a 4 segundos. Esta información se ingresa en el programa descrito en la sección 3.9.1 para ser considerado como el tiempo de espera¹ entre el instante que se enciende la MOT y el momento en que se adquiere la imagen de absorción.

4.2. Número de átomos atrapados

Para determinar el número total de átomos en la MOT en el estado estacionario se hace uso de la técnica de imagen de absorción descrita en la sección 2.4.2. Una vez que se obtiene la densidad óptica se suma el valor de todos los elementos del arreglo y el resultado se sustituye en la ecuación 2.35.

La desintonía del haz de atrapamiento determina la velocidad de captura mientras que el gradiente de campo magnético determina la distancia efectiva de frenado [46]. Por esta razón estudiamos el número de átomos en el estado estacionario como función de estos dos parámetros, en la figura 4.3 se mide el número de átomos de la MOT en el estado estacionario respecto a la desintonía del haz de atrapamiento para distintos gradientes de campo magnético.

¹Parámetro etiquetado como *timeout* en la figura 3.26.

4.2. Número de átomos atrapados

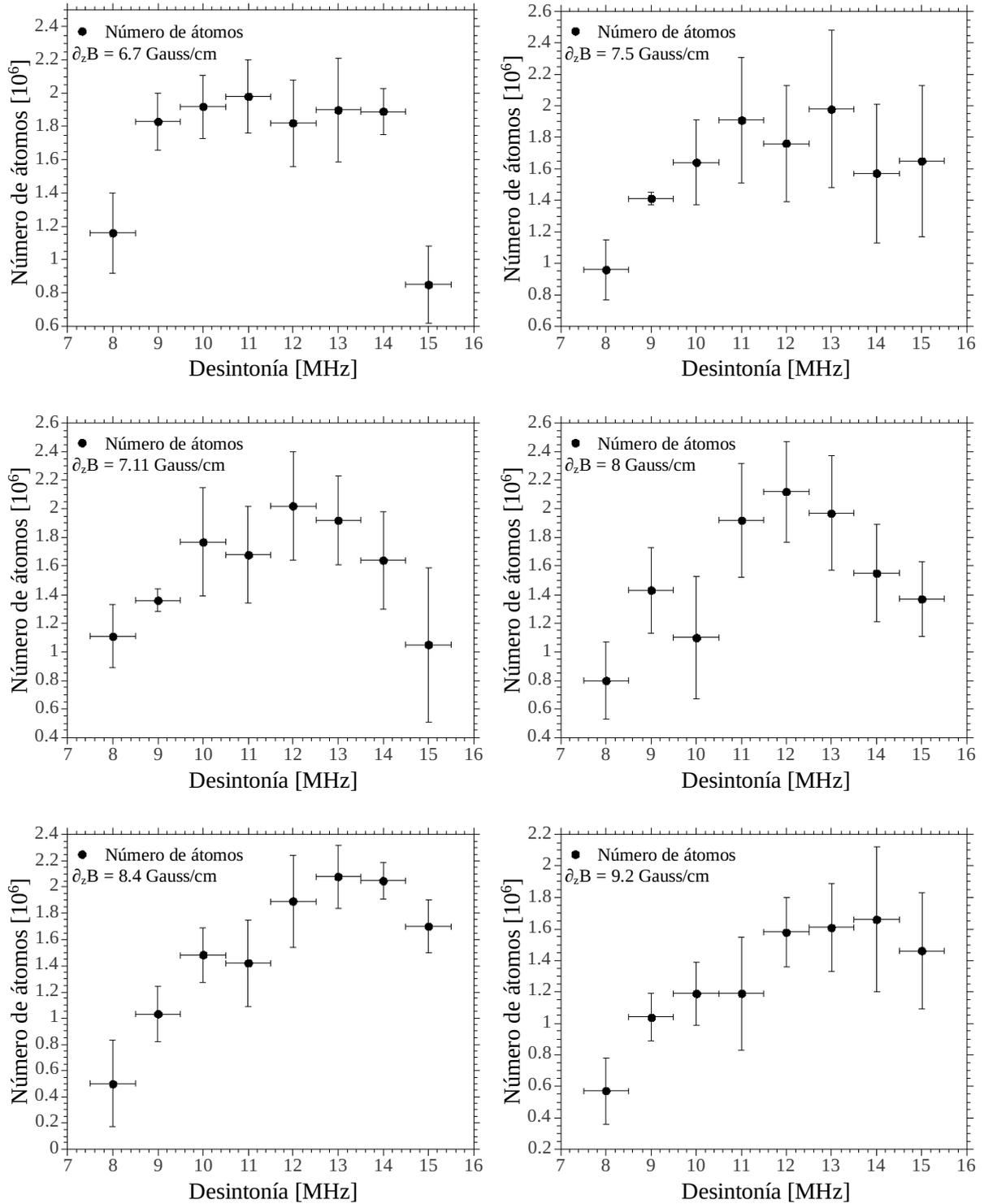


Figura 4.3: Gráficas del número de átomos atrapados respecto a la desintonía del haz de atrapamiento para distintos gradientes de campo magnético entre 6.67 Gauss/cm y 9.2 Gauss/cm.

Se aprecia que para gradientes de campo magnético mayores, el máximo número de átomos atrapados se encuentra en desintonías cada vez mayores. Recordemos que para los experimentos de espectroscopías se espera tener la mayor cantidad de átomos en la muestra, por esta razón, dadas las condiciones actuales de la trampa, una combinación de

parámetros que puede considerarse óptima, es 8 Gauss/cm para el gradiente de campo magnético y 12 MHz para la desintonía en el haz de atrapamiento, para dichos valores el número de átomos atrapados es aproximadamente 2.2×10^6 .

Se quiso conocer también la dependencia entre el número de átomos atrapados y la intensidad relativa del haz de atrapamiento (I/I_{sat}) manteniendo ahora fijos la desintonía y el gradiente de campo magnético. Para variar la intensidad del haz de atrapamiento se emplea la placa retardadora de media longitud de onda que está antes del cubo que une los haces de atrapamiento y rebombeo (cubo C1 de la figura 3.22). De esta forma se consigue variar la intensidad en un intervalo aproximado entre 3 y 30 mW/cm². Los resultados de esta caracterización se muestran en la gráfica 4.4.

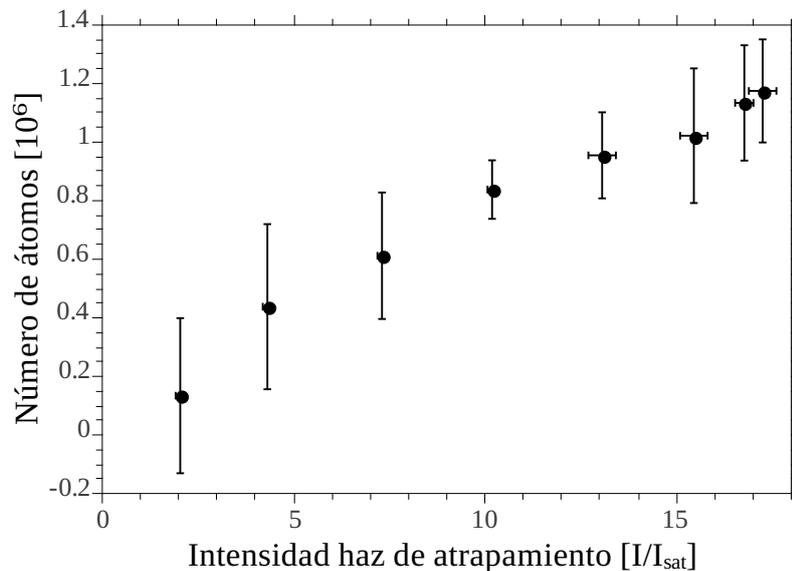


Figura 4.4: Gráfica del número de átomos respecto a la intensidad del haz de atrapamiento para gradiente de campo magnético igual a 8 Gauss/cm, desintonía del haz de atrapamiento de 12.6 MHz y presión en el interior de la cámara de vacío de 3.7×10^{-9} torr.

Puede observarse una relación prácticamente lineal entre el número de átomos atrapados y la intensidad del haz de atrapamiento. Una limitante que tenemos es que el láser con el que se cuenta (sección 3.3.1) no permite incrementar más la intensidad del haz de atrapamiento. Por lo tanto se concluye que, bajo las condiciones actuales, el valor de intensidad que maximiza el número de átomos atrapados es también la máxima intensidad de salida del haz de atrapamiento ≈ 30 mW/cm².

4.3. Temperatura de la nube atómica

Para medir la temperatura de la MOT se emplea la técnica de tiempo de vuelo descrita en la sección 2.3.3, como función de la desintonía del haz de atrapamiento para distin-

4.3. Temperatura de la nube atómica

tos valores del gradiente de campo magnético. Los resultados de esta caracterización se presentan en las gráficas de la figura 4.5.

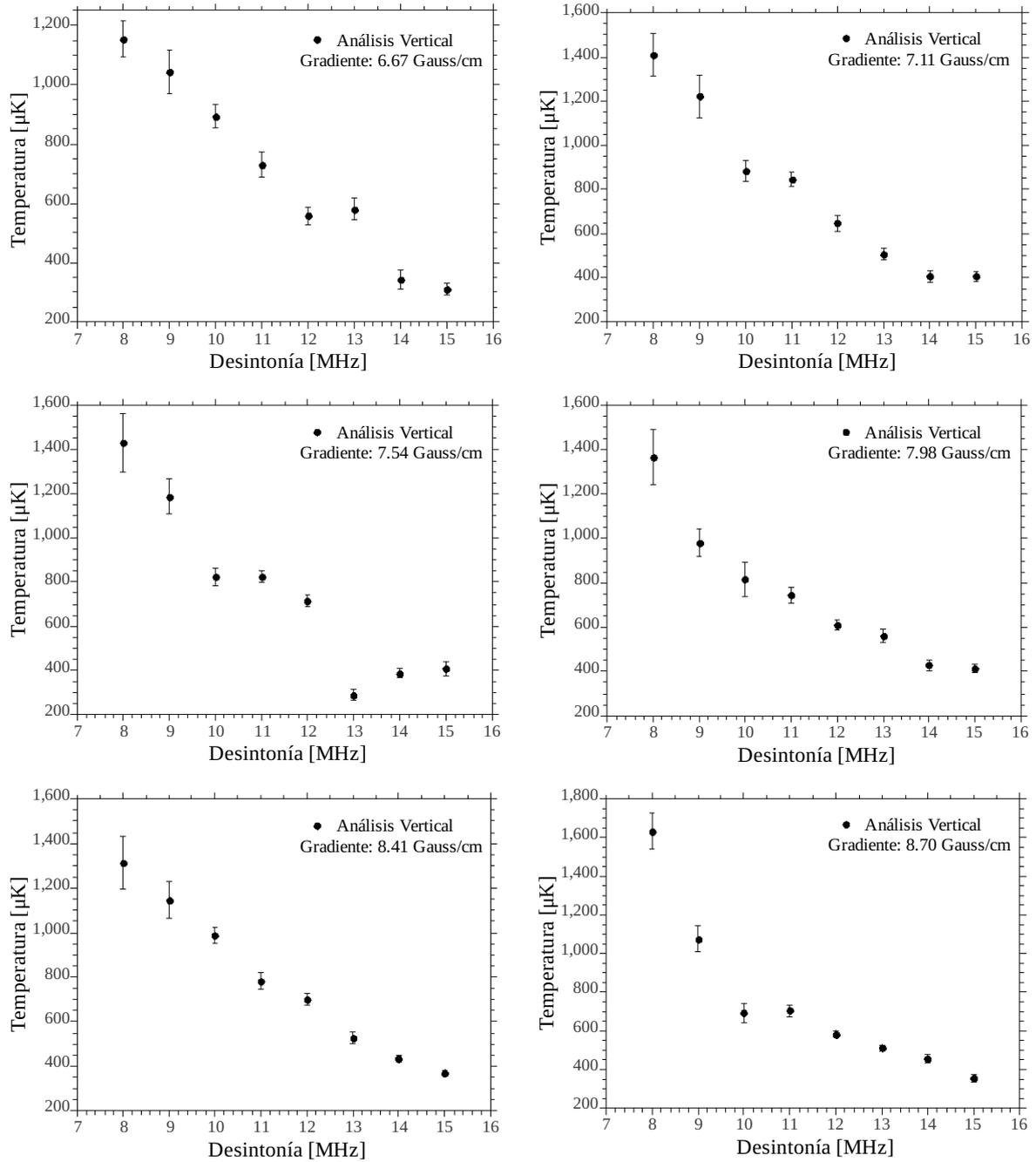


Figura 4.5: Gráficas de la temperatura de la nube respecto a la desintonía del haz de atrapamiento para distintos gradientes de campo magnético entre 6.67 Gauss/cm y 8.7 Gauss/cm.

Se observa que la temperatura de la nube atómica depende en mayor medida de la desintonía del haz de atrapamiento que del gradiente de campo magnético. De la tendencia en las gráficas se muestra que sería posible bajar más la temperatura de la nube atómica aumentando la desintonía en el haz de atrapamiento, sin embargo el sistema de anclado de láseres con el que se cuenta actualmente no lo permite. Por lo tanto la mínima temper-

atura que se puede obtener actualmente está alrededor de $250 \mu\text{K}$ para una desintonía de 15 MHz aproximadamente. Otro factor que influye en la temperatura es la intensidad del haz de atrapamiento, en las referencias [41] y [42] se confirma que la temperatura cambia linealmente con la intensidad del haz de atrapamiento. Por lo que es posible explorar menores temperaturas disminuyendo la intensidad del haz de atrapamiento, sin embargo como se encontró en la sección anterior, el costo de ello sería disminuir el número de átomos en el estado estacionario de la MOT.

Para los proyectos de espectroscopías que se piensan llevar a la MOT (ver capítulo 1) es necesario contar con la menor temperatura posible ya que de este modo se disminuye considerablemente el ensanchamiento Doppler en las líneas espectrales. En la sección 3.4.2 se encontró la expresión del ancho Doppler de las líneas espectrales $\Gamma_D(T)$, como función de la temperatura de la muestra atómica (ecuación 3.7). El factor que se reduce el ancho Doppler a una temperatura de $250 \mu\text{K}$ respecto a la temperatura del medio ambiente $\sim 300 \text{ K}$, se encuentra por medio a través del cociente

$$\frac{\Gamma_D(250\mu\text{K})}{\Gamma_D(300\text{K})} \approx 10^{-3} \quad (4.1)$$

por lo tanto el ancho Doppler se reduce aproximadamente un factor de mil. Actualmente es rutinariamente posible obtener muestras de átomos fríos con temperaturas menores a $100 \mu\text{K}$ en trampas magneto-ópticas [41], por lo que nuestra temperatura es relativamente alta comparada con dichas trampas, pero suficientemente baja para reducir el necesario el ensanchamiento Doppler de modo que se puedan llevar a cabo las espectroscopías en la MOT.

4.4. Densidad atómica

Como se trató en la sección 2.3.3 la de distribución inicial de densidad atómica es una Gaussiana

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{x0}^2} - \frac{y^2}{2\sigma_{y0}^2} - \frac{z^2}{2\sigma_{z0}^2}\right), \quad (4.2)$$

entonces el pico de densidad n_0 se alcanza en

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}\sigma_{x0}\sigma_{y0}\sigma_{z0}}. \quad (4.3)$$

A partir de las dimensiones espaciales y el número de átomos atrapados, medidos de la primer imagen de absorción al liberar la MOT, se obtiene el pico de densidad atómica de la nube (ecuación 4.3). Conocer la densidad atómica de la MOT es importante para los

4.4. Densidad atómica

experimentos de espectroscopía que se llevarán a cabo en la trampa. De acuerdo con la ley de Beer-Lambert (ecuación 2.31) es posible maximizar la señal de absorción aumentando la densidad atómica de la muestra, por lo que el objetivo de esta medición es encontrar los parámetros que maximicen la densidad atómica de la MOT. En la figura 4.6 se muestra la dependencia del pico de densidad atómica respecto a la desintonía del haz de atrapamiento para distintos valores de gradiente de campo magnético.

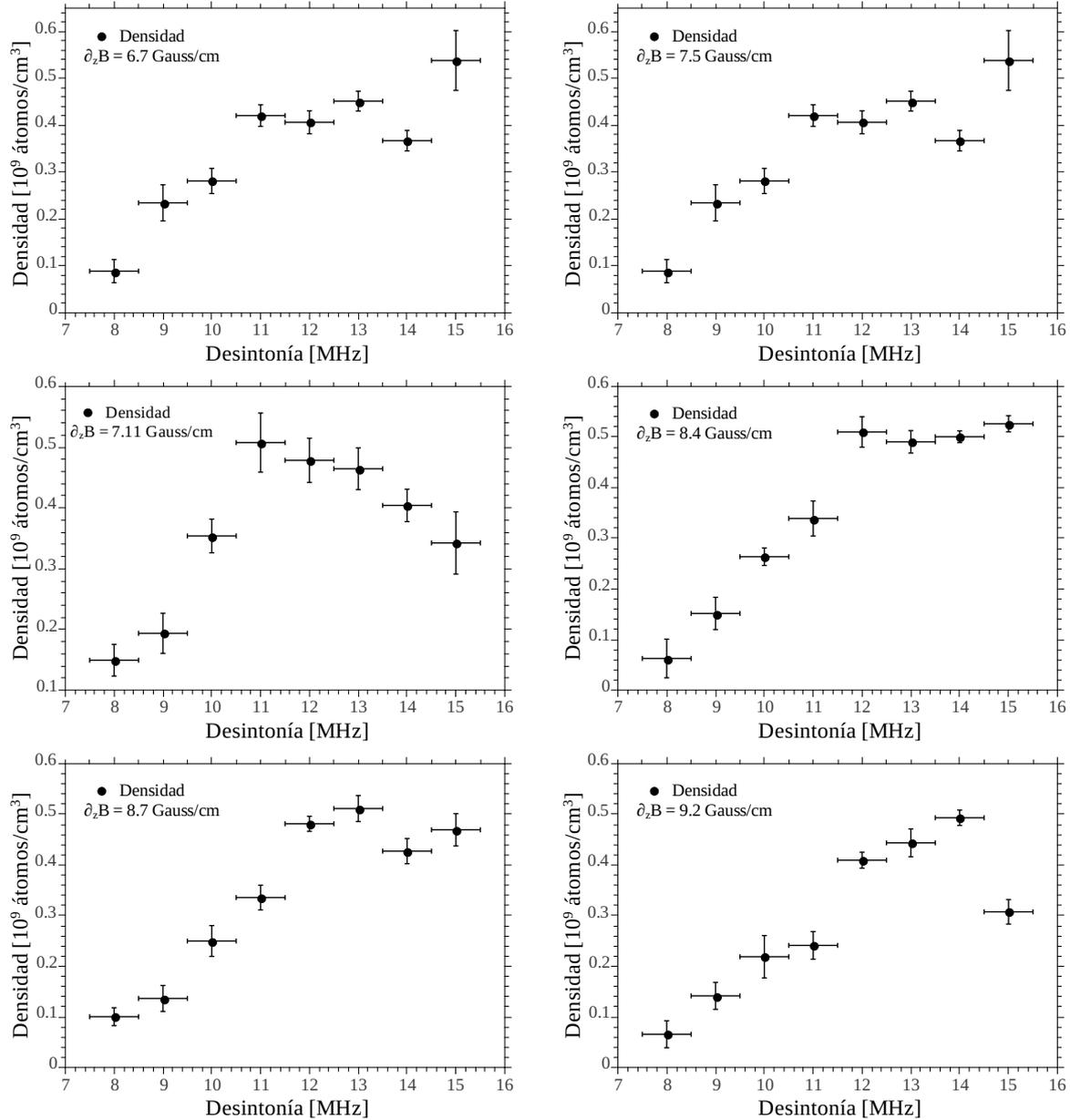


Figura 4.6: Gráficas de la densidad atómica respecto a la desintonía del haz de atrapamiento para distintos gradientes de campo magnético entre 6.67 Gauss/cm y 9.2 Gauss/cm.

De las gráficas de la figura 4.6 se observa que la mayor densidad se obtiene cuando la desintonía es 13(1) MHz y el gradiente de campo magnético es 8.6(2) Gauss/cm.

4.5. Resultado reciente

Uno de los caminos en la búsqueda de átomos de Rydberg consiste en ingresar a la MOT un haz de 776 nm sintonizado en la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. El proceso de enfriamiento y atrapamiento lleva a los átomos del estado base $5S_{1/2}$ al estado excitado $5P_{3/2}$ y posteriormente el haz de 776 nm los lleva al estado $5D_{5/2}$. Luego de un tiempo decaen al estado intermedio $6P$ y finalmente de vuelta al estado base. En este último decaimiento se emite un fotón de 420 nm que es percibido por el ojo de un tono violeta. Posteriormente se ingresa otro haz de 1260 nm para llevar a los átomos del nivel $5D_{5/2}$ a Rydberg, si esto sucede habría una disminución en el estado $5D_{1/2}$ y en consecuencia la fluorescencia a 420 nm disminuiría automáticamente [15].

Recientemente se logró llevar a la MOT, por el camino óptico del haz de imagen, el haz de 420 nm. La fluorescencia en violeta de la MOT, que se muestra en la figura 4.7 es la evidencia de que se está llevando a cabo de manera exitosa la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. El siguiente paso consiste en llevar por el mismo u otro camino al haz de 1260 nm y medir los cambios en fluorescencia de 420 nm con y sin 1260 nm.

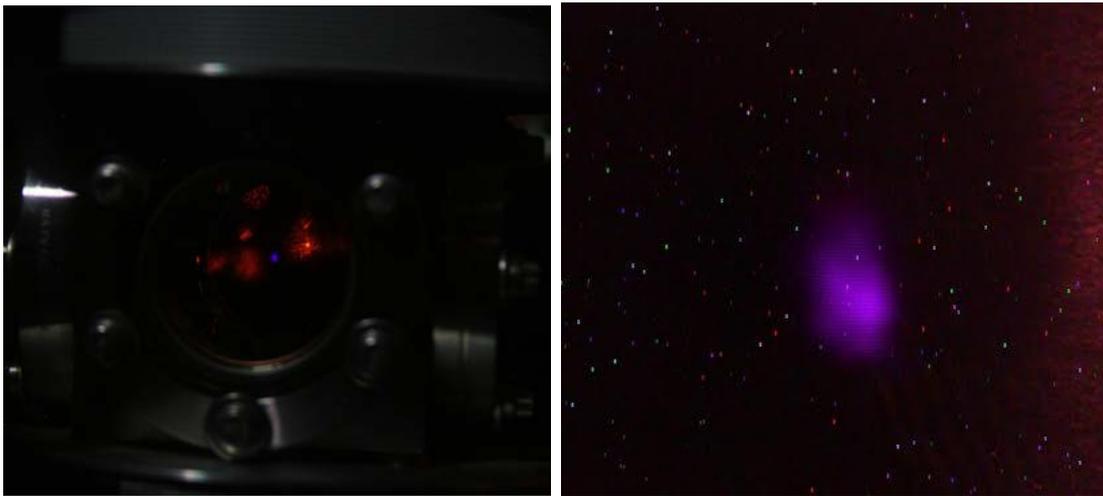


Figura 4.7: Fluorescencia violeta de la MOT en presencia de un haz de 776 nm sintonizado en la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$.

Capítulo 5

Conclusiones

Se ha desarrollado un sistema completo para el estudio de las propiedades físicas de la trampa magneto-óptica, por medio de dicho sistema se midió de manera exitosa el tiempo de carga empleando la técnica de imagen de fluorescencia; el número de átomos atrapados y la densidad atómica con la técnica de imagen de absorción y la temperatura usando la técnica de tiempo de vuelo. Se caracterizó además el efecto de variar los parámetros que determinan la formación de la nube a fin de encontrar los valores que optimicen la temperatura, el número de átomos y la densidad atómica.

Con una presión de $2.9(1) \times 10^{-9}$ torr se puede atrapar arriba de $2.0(2) \times 10^6$ átomos en un tiempo de carga menor a 4 segundos. Bajo esta presión el valor aproximado de desintonía que minimiza la temperatura es de $15.0(5)$ MHz y la mínima temperatura es $250(50)$ μ K con las cual es posible reducir el ancho Doppler en un factor de mil. La combinación de gradiente de campo magnético y desintonía donde se observa el mayor número de átomos atrapados ($\sim 2.1 \times 10^6$ átomos) y densidad atómica ($0.50(2) \times 10^9$ átomos/cm³) es $8.6(2)$ Gauss/cm y $13.0(5)$ MHz respectivamente.

Apéndice A

Propiedades del rubidio

En las tablas A.1 y A.2 se muestran las propiedades físicas del ^{85}Rb y ^{87}Rb respectivamente que son relevantes para este experimento. Todas las cantidades espectroscópicas se refieren a la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ [37, 38]

Rubidio 85 D_2 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$)		
Cantidad	Símbolo	Valor
Número atómico	Z	37
Espín nuclear	I	5/2
Masa atómica	m	84.911 789 u $1.409\,993 \times 10^{-25}$ Kg
Longitud de onda (vacío)	λ	780.241 368 nm
Número de onda (vacío)	$\kappa/2\pi$	$12\,816.546\,784$ cm $^{-1}$
Tiempo de vida	τ	26.235(8) ns
Tasa de decaimiento Ancho de línea natural (FWHM)	Γ	$38.117(11) \times 10^6$ s $^{-1}$ $2\pi \times 6.066(2)$ MHz
Intensidad de saturación polarización circular σ^\pm $ F = 3, m_F = \pm 3\rangle \rightarrow F' = 4, m_{F'} = \pm 4\rangle$	I_{sat}	1.669 32(35) mW/cm 2
Sección transversal de absorción polarización circular σ^\pm $ F = 3, m_F = \pm 3\rangle \rightarrow F' = 4, m_{F'} = \pm 4\rangle$	σ_0	$2.906\,694 \times 10^{-9}$ cm 2
Factor g nuclear	g_I	-0.000 293 640
Factor g de espín	g_S	2.002 319 304
Separación entre los estados base hiperfinos	ν_{hfs}	3035.732 439 MHz

Tabla A.1: Propiedades del ^{85}Rb para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ [38]

Rubidio 87 D_2 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$)		
Cantidad	Símbolo	Valor
Número atómico	Z	37
Espín nuclear	I	3/2
Masa atómica	m	86.909 180 u $1.443\ 160 \times 10^{-25}$ Kg
Longitud de onda (vacío)	λ	780.241 209 nm
Número de onda (vacío)	$\kappa/2\pi$	$12\ 816.549\ 389\ \text{cm}^{-1}$
Tiempo de vida	τ	26.234(8) ns
Tasa de decaimiento Ancho de línea natural (FWHM)	Γ	$38.117(11) \times 10^6\ \text{s}^{-1}$ $2\pi \times 6.066(2)\ \text{MHz}$
Intensidad de saturación polarización circular σ^\pm $ F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle$	I_{sat}	1.669 33(35) mW/cm ²
Sección transversal de absorción polarización circular σ^\pm $ F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle$	σ_0	$2.906\ 692 \times 10^{-9}\ \text{cm}^2$
Factor g nuclear	g_I	-0.000 995 141
Factor g de espín	g_S	2.002 319 304
Separación entre los estados base hiperfinos	ν_{hfs}	6834.682 610 MHz

Tabla A.2: Propiedades del ^{87}Rb para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ [37]

Apéndice B

Cálculo del campo magnético cuadrupolar

Consideremos una corriente que circula a través de un espira circular, cada elemento infinitesimal de corriente contribuye al campo magnético en el punto \mathbf{r} . En el vacío $\mu_0 = \mu = 4\pi \times 10^{-7} \text{NA}^2$. Para una sola espira circular de radio R perpendicular al eje z y centrado en $z = A$, el campo magnético en coordenadas cilíndricas está dado por [35]

$$\begin{aligned} B_\phi &= 0, \\ B_z &= \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}} \left\{ K(\kappa^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z-A)^2}{(R-\rho)^2(z-A)^2} E(\kappa^2) \right\}, \\ B_\rho &= \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\rho \sqrt{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}} \left\{ -K(\kappa^2) + \frac{R^2 + \rho^2 + (z-A)^2}{(R-\rho)^2 + (z-A)^2} E(\kappa^2) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

donde $K(\kappa^2)$ y $E(\kappa^2)$ son las integrales elípticas completas de primera y segunda clase respectivamente con $\kappa^2 = \frac{4R\rho}{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}$.

La configuración Helmholtz consiste en 2 espiras circulares separados una distancia d , la corriente que circula en ambas espiras es la misma y fluye en el mismo sentido. En la figura B.1(a) se muestra la gráfica de contorno del campo generado por dicha configuración el cual es uniforme en medio de ambas espiras y cerca del eje z .

Para poder formar la MOT se necesita un campo no uniforme que en el centro valga cero y se incremente al alejarse de él. Para generar dicho campo basta con invertir la corriente en una de las 2 bobinas. Tales bobinas fueron usadas en los primeros experimentos de átomos neutros atrapados magnéticamente por Migdall *et al.* [21] en 1985. En la figura B.1(b) se muestra la gráfica de contorno del campo magnético para esta configuración.

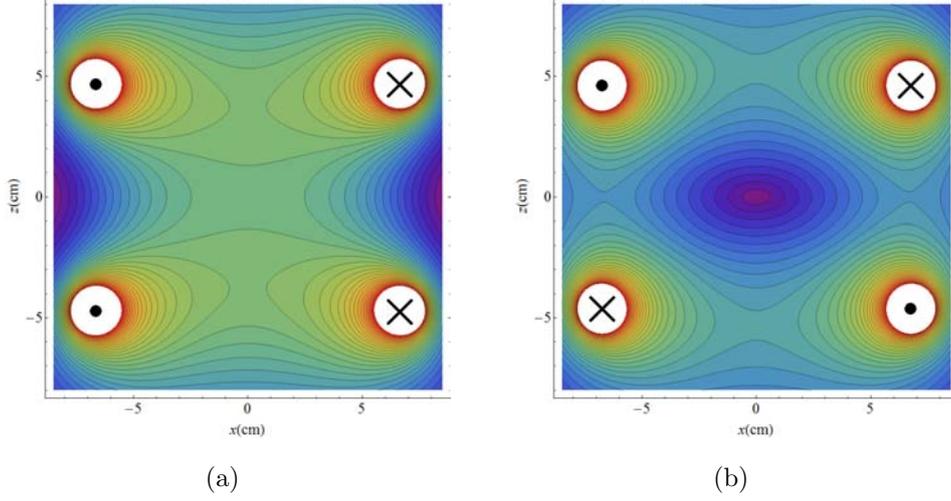


Figura B.1: Gráficas de contorno del campo magnético para las configuraciones Helmholtz (a) y anti-Helmholtz (b).

A partir de B.1 podemos calcular el campo magnético producido por un solo espira en cualquier punto del espacio. En particular para cualquier punto sobre el eje de simetría de las bobinas ($\rho = 0$) la componente B_{rho} tiende a cero y sólo sobrevive la componente B_z

$$B(z) = \frac{\mu R^2 I}{2[R^2 + (z - A)^2]^{3/2}}. \quad (B.2)$$

Si en lugar de tener un sólo espira se cuenta con N , el campo magnético simplemente se superpone y la corriente total es $I = NI_0$ donde I_0 es la corriente que circula por cada espira. Por lo tanto el campo magnético sobre el eje z en la configuración Helmholtz es

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I_0 R^2}{2} \left[\frac{1}{\{R^2 + (z - \frac{d}{2})^2\}^{3/2}} + \frac{1}{\{R^2 + (z + \frac{d}{2})^2\}^{3/2}} \right], \quad (B.3)$$

mientras que el campo magnético sobre el eje z en la configuración anti-Helmholtz es

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I_0 R^2}{2} \left[\frac{1}{\{R^2 + (z - \frac{d}{2})^2\}^{3/2}} - \frac{1}{\{R^2 + (z + \frac{d}{2})^2\}^{3/2}} \right] \quad (B.4)$$

y el gradiente del campo magnético, en el centro de la trampa $\frac{\partial B_z(0)}{\partial z}$ es

$$\frac{\partial B_z(0)}{\partial z} = \frac{48\mu_0 N I_0 R^2 d}{[4R^2 + d^2]^{5/2}} I. \quad (B.5)$$

El gradiente del campo magnético en el centro de la trampa depende entonces solo de la geometría de las bobinas y de la corriente total que por ellas circule. Las trampas magneto-ópticas de metales alcalinos generalmente tienen gradientes del orden de 10G/cm sobre la dirección del eje de simetría.

Apéndice C

Pasos para enfriar y atrapar átomos

A continuación se enumeran los pasos necesarios para encender la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

1. Verificar que el indicador la bomba de vacío esté funcionando y marque una presión alrededor de 3×10^{-9} torr.
2. Encender las fuentes de poder que alimentan a los dispositivos que se listan a continuación.
 - a) Dispensador de rubidio: Los canales de la fuente están en modo paralelo. La corriente inicial debe ser 2 A (1 A en display) y cada 10 minutos se incrementará 1 A (0.5 A en display) hasta llegar a 6 A (3 A en display). Durante el proceso es necesario revisar periódicamente el indicador de presión de modo que la presión en el interior de la cámara de vacío no sobrepase 6×10^{-9} torr.
 - b) Bobinas de atrapamiento: Los canales de la fuente están en modo independiente. La corriente inicial debe ser de 1 A y cada 10 minutos se incrementará en pasos menores o iguales 0.5 A hasta llegar a 2.75 A.
 - c) Circuitos de detección: Los canales de la fuente están conectados en serie. Los voltajes de salida son +15 V y -15 V.
 - d) Circuitos de obturación. Los canales de la fuente están en modo independiente y cada salida alimenta un circuito con un voltaje de 4 V y una corriente de 0.5 A.
3. Encender los láseres de atrapamiento, imagen y rebombeo. Verificar que los controladores de los tres láseres estén encendidos. los valores iniciales de voltaje y corriente por cada láser son 80 mA y 98 V para el láser de atrapamiento, 50 V y 84.5 mA para el láser de rebombeo y para el láser de imagen 50 V y 90 mA.

-
4. Encender los dispositivos que integran los sistemas de espectroscopía, generadores de funciones (señal triangular, 6 Hz), ancladores y osciloscopios. Y comenzar el barrido en frecuencia de cada láser.
 5. Encender el analizador de espectros Rohde&Schwarz FSP3.
 6. Una vez que se ha estabilizado la señal de cada láser (20 minutos aproximadamente desde que se encienden) buscar las transiciones por medio de los ancladores y los osciloscopios. Para atrapar rubidio 85 sintonizar el láser de rebombeo en la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$, $F = 2 \rightarrow F' = C.O.(2 - 3)$ o $F = 2 \rightarrow F' = C.O.(1 - 3)$ (figura 3.6(a)) y los haces de atrapamiento e imagen en la transición $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (figura 3.7(a)). Si se quiere atrapar rubidio 87 sintonizar el láser de rebombeo en la transición $F = 1 \rightarrow F' = 2$, $F = 1 \rightarrow F' = C.O.(1 - 2)$ o $F = 1 \rightarrow F' = C.O.(0 - 2)$ (figura 3.6(b)) y los haces de atrapamiento e imagen en la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (figura 3.7(b)).
 7. Se verifica que se tengan anclados los láseres en las transiciones adecuadas y la corriente sea de 2.75 A en las bobinas y 6 A en el dispensador de rubidio.
 8. En el escritorio del PXI se corre el programa AVT smartview 1.8.1 que controla a la cámara Guppy, esta cámara está enfocada en el centro de la cámara de vacío y se emplea para ver la fluorescencia de la nube atómica. Para empezar a atrapar y enfriar a los átomos se prosigue a desintonizar el láser de atrapamiento, por medio de la perilla offset en el anclador (figura 3.8). El pico de desintonía se puede ver en la pantalla del analizador de espectros Rohde&Schwarz FSP3 o bien en la pantalla del PXI mediante el programa espectro_continuo.vi. Se recomienda una desintonía de 14 MHz ya que si se supera este valor, el anclado comienza a ser inestable.

Bibliografía

- [1] *Alkali Metal Dispensers*. SAES Getters Group (2007)
- [2] ADAMS, C. Y RIIS, E. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Progress in Quantum Electronics* **21**(1):1–79 (1997)
- [3] ARIMONDO, E., INGUSCIO, M., Y VIOLINO, P. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Rev. Mod. Phys.* **49**:31–75 (1977)
- [4] ARNOLD, A.S., WILSON, J.S., Y BOSHIER, M.G. A simple extended-cavity diode laser. *Review of Scientific Instruments* **69**(3):1236–1239 (1998)
- [5] ARPORNTHIP, T., SACKETT, C.A., Y HUGHES, K.J. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A* **85**:033420 (2012)
- [6] ASHKIN, A. Y GORDON, J.P. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem. *Opt. Lett.* **8**(10):511–513 (1983)
- [7] BETH, R.A. Mechanical Detection and Measurement of the Angular Momentum of Light. *Phys. Rev.* **50**:115–125 (1936)
- [8] CHU, S., HOLLBERG, L., BJORKHOLM, J.E., CABLE, A., Y ASHKIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **55**:48–51 (1985)
- [9] CHU, S., BJORKHOLM, J.E., ASHKIN, A., Y CABLE, A. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **57**:314–317 (1986)
- [10] DEMTRÖDER, W. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Advanced texts in physics. Springer (2003)
- [11] DEMTRÖDER, W. *Atoms, Molecules and Photons: An Introduction to Atomic-, Molecular- and Quantum Physics*. Graduate Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg (2010)
- [12] DIAZ URIBE, ROSETE AGUILAR, O.M. Position sensing of a gaussian beam with a power meter and a knife edge. *Revista mexicana de física* **39**(3):484–492 (1993)

- [13] FOOT, C. *Atomic Physics*. Oxford Master Series in Physics. OUP Oxford (2004)
- [14] FUENTES, M.P.C. Diseño de un sistema de obtención de imágenes por absorción en átomos fríos de rubidio (2011)
- [15] GÓMEZ, S.H. Sistema para producir estados de Rydberg en rubidio atómico a temperatura ambiente con tres fotones. Tesis de licenciatura. Facultad de Ciencias, UNAM (2014)
- [16] HANSCH, T.W. Y SCHAWLOW, A.L. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications* **13**:68 (1975)
- [17] HAWTHORN, C.J., WEBER, K.P., Y SCHOLTEN, R.E. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Review of Scientific Instruments* **72**(12):4477–4479 (2001)
- [18] HOPKINS, S.A. Laser cooling of rubidium atoms in a magneto-optical trap (1996)
- [19] LOUDON, R. *The quantum theory of light*. Oxford science publications. Clarendon Press (1983)
- [20] METCALF, H. Y VAN DER STRATEN, P. *Laser Cooling and Trapping*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York (1999)
- [21] MIGDALL, A.L., PRODAN, J.V., PHILLIPS, W.D., BERGEMAN, T.H., Y METCALF, H.J. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **54**:2596–2599 (1985)
- [22] MOJICA, C.A. *Control digital de los láseres de enfriamiento y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica*. Tesis de Maestría, Porgrado en Ciencias Físicas, UNAM. (2011)
- [23] MONROE, C., SWANN, W., ROBINSON, H., Y WIEMAN, C. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.* **65**:1571–1574 (1990)
- [24] NEUHAUSER, W., HOHENSTATT, M., TOSCHEK, P., Y DEHMELT, H. Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well. *Phys. Rev. Lett.* **41**:233–236 (1978)
- [25] NICHOLS, E.F. Y HULL, G.F. The Pressure Due to Radiation. (Second Paper.). *Phys. Rev. (Series I)* **17**:26–50 (1903)
- [26] PALITTAPONGARNPIM, P. *Characterization of Magneto-optical Trap For Experiments in Light-Atom Interfacing*. Tesis de Maestría, CALGARY, ALBERTA (2012)

- [27] PASCHOTTA, R. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. v. 2. Wiley (2008)
- [28] PEARMAN, C.P., ADAMS, C.S., COX, S.G., GRIFFIN, P.F., SMITH, D.A., Y HUGHES, I.G. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35**(24):5141 (2002)
- [29] PHILLIPS, W.D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70**:721–741 (1998)
- [30] POLLOCK, S. *Integration of Magneto Optical Traps in Atom Chips*. Tesis Doctoral, Imperial College London (2010)
- [31] PRITCHARD, D.E. Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **51**:1336–1339 (1983)
- [32] RAAB, E.L., PRENTISS, M., CABLE, A., CHU, S., Y PRITCHARD, D.E. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**:2631–2634 (1987)
- [33] SILFVAST, W. *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press (2004)
- [34] SINGER, K., JOCHIM, S., MUDRICH, M., MOSK, A., Y WEIDEMÜLLER, M. Low-cost mechanical shutter for light beams. *Review of Scientific Instruments* **73**(12):4402–4404 (2002)
- [35] SMYTHE, W. *Static and dynamic electricity*. International series in pure and applied physics. McGraw-Hill (1950)
- [36] STEANE, A.M., CHOWDHURY, M., Y FOOT, C.J. Radiation force in the magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B* **9**(12):2142–2158 (1992)
- [37] STECK, D.A. Rubidium 87 D line data (2001)
- [38] STECK, D.A. Rubidium 85 D Line Data (2001)
- [39] TOWNSEND, C.G., EDWARDS, N.H., COOPER, C.J., ZETIE, K.P., FOOT, C.J., STEANE, A.M., SZRIFTGISER, P., PERRIN, H., Y DALIBARD, J. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A* **52**:1423–1440 (1995)
- [40] UNGAR, P.J., WEISS, D.S., RIIS, E., Y CHU, S. Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(11):2058–2071 (1989)

- [41] VOROZCOVS, A., WEEL, M., BEATTIE, S., CAUCHI, S., Y KUMARAKRISHNAN, A. Measurements of temperature scaling laws in an optically dense magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(5):943–950 (2005)
- [42] WALLACE, C.D., DINNEEN, T.P., TAN, K.Y.N., KUMARAKRISHNAN, A., GOULD, P.L., Y JAVANAINEN, J. Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(5):703–711 (1994)
- [43] WATTS, R.N. Y WIEMAN, C.E. Manipulating atomic velocities using diode lasers. *Opt. Lett.* **11**(5):291–293 (1986)
- [44] WIEMAN, C. Y HÄNSCH, T.W. Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **36**:1170–1173 (1976)
- [45] WINELAND, D.J., DRULLINGER, R.E., Y WALLS, F.L. Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers. *Phys. Rev. Lett.* **40**:1639–1642 (1978)
- [46] YI-CHI, Z., JI-ZHOU, W., YU-QING, L., JIE, M., LI-RONG, W., YAN-TING, Z., LIAN-TUAN, X., Y SUO-TANG, J. Dependence of loading time on control parameters in a standard vapour loaded magneto optical trap. *Chinese Physics B* **20**(12):123701 (2011)
- [47] YOON, M.S. *Experiments on magnetic transport, magnetic trapping, and Bose-Einstein condensation*. Tesis Doctoral, The Queen’s College University of Oxford (2009)