



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA PARA EXPERIMENTOS DE ÓPTICA CUÁNTICA
DE RYDBERG

TESIS

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

PRESENTA:

EDGAR GIOVANNI ALONSO-TORRES

TUTOR PRINCIPAL

DR. ASAF PARIS-MANDOKI (IF-UNAM)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ (IF-UNAM)

DR. JOSÉ IGNACIO JIMÉNEZ MIER Y TERÁN (ICN-UNAM)

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX. ABRIL 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno
Alonso
Torres
Edgar Giovanni
55 48 57 84 57
Universidad Nacional Autónoma de México
Instituto de Física
Maestría en Ciencias (Física)
312290395
2. Datos del sinodal 1
Dr.
Asaf
Paris
Mandoki
3. Datos del sinodal 2
Dr.
Pedro Antonio
Quinto
Su
4. Datos del sinodal 3
Dr.
Freddy Jackson
Poveda
Cuevas
5. Datos del sinodal 4
Dr.
Jesús
Flores
Mijangos
6. Datos del sinodal 5
Dr.
Jorge Amin
Seman
Harutinian
9. Datos de la tesis
Trampa Magneto-Óptica para experimentos de Óptica Cuántica de Rydberg
67 p.
2023

Para mi hermano y mis papás

AGRADECIMIENTOS

Agradecimientos

A Carlos Gardea Flores por desarrollar gran parte de la instrumentación utilizada en este proyecto y a Rodrigo Gutiérrez Arenas por sus numerosas asesorías técnicas.

Además, agradezco a:

- El Posgrado de Ciencias Físicas por el apoyo del Programa de Apoyo a los Estudiantes de Posgrado (PAEP).
- CONACyT por la beca de maestría del Programa de Becas Nacionales.
- Coordinación de Investigación Científica UNAM mediante LANMAC-2020, LANMAC-2021 y LANMAC-2022.
- DGAPA-UNAM por el apoyo a través del proyecto PAPIIT IA104220.
- CONACyT con el apoyo mediante los proyectos de Investigación Científica Básica A1-S-29630 y de Laboratorio Nacional 299057, 314860 y 315838.

RESUMEN

En este trabajo de tesis se presenta el montaje, caracterización y optimización de una Trampa Magneto-Óptica (MOT, por sus siglas en inglés) que se empleará para la realización de experimentos de óptica no lineal utilizando átomos fríos en estado de Rydberg. Primero se discuten bases teóricas sobre el funcionamiento de una MOT y su dinámica, así como la adquisición de información mediante imágenes. Posteriormente se explica el proceso de ensamblado de la cámara de vacío donde se hace la MOT, importante para minimizar las fugas del sistema y alcanzar ultra alto vacío requerido para los experimentos que se realizan en el laboratorio.

Se aborda el montaje de la MOT y de los dispositivos necesarios para generar la nube de átomos fríos. Finalmente se muestran los resultados de las medidas de caracterización de la MOT con el propósito de optimizar los parámetros experimentales, aumentar el número de átomos atrapados y conseguir temperaturas muy bajas (del orden de los $100 \mu\text{K}$).

ABSTRACT

In this thesis we present the assembly, characterization and optimization of a Magneto-Optical Trap (MOT) that will be used to perform nonlinear optics experiments using cold atoms in Rydberg state. First, theoretical bases about the operation of a MOT and its dynamics are discussed, as well as the acquisition of information through images. Subsequently, the assembly process of the vacuum chamber is explained, which is important to minimize system leakage and to achieve the ultra-high vacuum required for the experiments performed in the laboratory.

Then, it is discussed the construction of the MOT and the devices needed to generate the cold atom cloud. Finally, the results of the characterization measurements of the MOT are shown with the purpose of optimizing the experimental parameters, increasing the number of trapped atoms and attaining very low temperatures ($\sim 100 \mu\text{K}$).

CONTENIDOS

1. Introducción	1
2. Marco teórico	3
2.1. Trampa Magneto-Óptica (MOT)	3
2.1.1. Interacción luz-átomos	3
2.1.2. Enfriamiento Doppler	4
2.1.2.1. Límite Doppler	5
2.1.3. Campo magnético y polarización de la luz	6
2.2. Tasa de carga de la MOT	7
2.2.1. Velocidad de captura	7
2.2.2. Dinámica de la trampa	9
2.3. Imagen por absorción	10
2.3.1. Densidad óptica	11
2.3.2. Cálculo del número de átomos	12
2.3.3. Temperatura de la nube atómica	13
2.4. Enfriamiento sub-Doppler	14
2.4.1. Enfriamiento por gradiente de polarización $\text{lin} \perp \text{lin}$	15
2.4.1.1. Límite de retroceso	16
2.4.2. Melazas grises	17
3. Ensamblaje y preparación de la cámara de vacío	21
3.1. Ensamblaje de la cámara	21
3.1.1. Sistema de dispensadores	23
3.2. Proceso de vacío	24
3.2.1. Bombeo primario	24
3.2.2. Horneado	25
3.2.2.1. Control y monitoreo de temperatura	26
3.2.2.2. Activación de los dispensadores	29
3.2.3. Bombeo permanente	29
4. Trampa Magneto-Óptica	31
4.1. Realización de la MOT	31
4.1.1. Montaje optomecánico	33
4.1.2. Bobinas	33
4.1.2.1. Apagado rápido del campo magnético	36

4.2.	Sistema de control	37
4.2.1.	AOMs	38
4.2.2.	Obturadores	39
4.3.	Adquisición de imágenes	39
4.3.1.	Programa de adquisición de imágenes	40
5.	Caracterización de imagen y optimización de la MOT	43
5.1.	Estabilización de la nube atómica	45
5.2.	Número de átomos	47
5.3.	Temperatura de la nube atómica	49
6.	Conclusiones	51
6.1.	Otros resultados	51
6.2.	Planes futuros	51
A.	Procesamiento de imágenes	A-1
	Referencias	B-1

Capítulo I

Introducción

Los experimentos con átomos fríos han sido y continúan siendo un paradigma en muchas investigaciones puesto que estos sistemas permiten el estudio de diversos fenómenos a diferentes escalas y en condiciones controladas. Gran parte de estos experimentos se realizan en el campo de la *Óptica Cuántica*, donde se utiliza la materia para la manipulación de la luz a nivel cuántico, incluyendo comportamientos no-clásicos. Entre todas las metodologías para hacer este tipo de experimentos, una de estas consiste en usar átomos altamente excitados, estos se nombran *átomos de Rydberg* y dan lugar a todo un abanico de fenómenos y experimentos de óptica no lineal de la cual se encarga la *Óptica Cuántica de Rydberg*¹ (OCR).

Experimentos con átomos de Rydberg van desde la no-linealidad óptica de un medio al nivel de un fotón², la excitación de un único átomo en todo un ensamble dentro de determinado espacio debido a la fuerte interacción dipolar entre los estado de Rydberg³⁻⁵ (el *bloqueo de Rydberg*), hasta la realización de puertas lógicas y otras tecnologías cuánticas.⁶⁻⁹ Todos estos experimentos requieren de una muestra de átomos fríos.

El enfriamiento láser de un ensamble de átomos consiste en reducir la rapidez promedio del conjunto y comprimir la distribución de velocidades correspondiente utilizando luz láser. Esto se consigue debido a que los fotones poseen momento y es transferido a los átomos, los procesos de absorción y emisión espontánea dan como resultado una fuerza de tipo viscosa (presión de radiación) que se opone al movimiento de los átomos, es decir, estos experimentan una disminución de su velocidad paralela a la propagación de los fotones^{10,11}. Una trampa magneto-óptica es una técnica bastante robusta para enfriar un conjunto de átomos y contenerlos en una región del espacio, consiste en tres brazos de haces láser ortogonales y contrapropagantes para enfriar y un campo magnético cuadrupolar para dar a la luz la capacidad de capturar a los átomos. A nivel práctico se utilizan transiciones dipolares entre subestados hiperfinos magnéticos $|F, m_F\rangle$. Con las técnicas usuales de enfriamiento láser¹²⁻²² se puede disminuir la temperatura del ensamble por encima de determinado valor conocido como límite Doppler. Para reducir más la temperatura es necesario considerar la estructura multinivel de los átomos, pues allí emergen nuevos mecanismos de enfriamiento cuya cota inferior es la temperatura asociada a la energía depositada en un átomo en reposo a causa de la emisión espontánea de un fotón, llamada temperatura de retroceso.

Acerca de esta tesis

En la teoría es posible enfriar y atrapar átomos en condiciones ambientales, sin embargo, la alta presión provocará que la cantidad de átomos que se pueden capturar sea

ínfima y que el tiempo de vida de la trampa con los átomos sea sumamente pequeño. Por esta razón es indispensable contar con sistemas de vacío, contenedores cuyo interior se encuentra a presiones millones de veces más pequeña a la atmosférica. De esta manera la interacción de los átomos capturados con gases de fondo e interacciones dentro del propio ensamble se reducen significativamente, lo cual permite describir el enfriamiento con el modelo de un átomo de dos niveles y un campo eléctrico clásico (capítulo 2).

En el Laboratorio de Óptica Cuántica de Rydberg (OCR) del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM) se planean realizar experimentos con átomos fríos dentro de una cavidad de baja fineza. Mediante el uso de estados de Rydberg se generarán medios con una respuesta no lineal a unos cuantos fotones. Estos efectos estarán magnificados gracias a la cavidad, logrando mayor manejo sobre el estado de la luz que atraviesa el medio. Como ya se mencionó, es imprescindible una cámara de vacío para lograr generar, con ayuda de una trampa atómica, nubes localizadas de átomos fríos con tiempos de vida media suficientemente duraderos para los experimentos. En este trabajo se plantea el procedimiento de ensamblaje y preparación de la cámara de vacío que se realizó en el Laboratorio de OCR del IFUNAM (capítulo 3) y se aborda la implementación y caracterización de la trampa magneto-óptica (MOT, por sus siglas en inglés) en los capítulos 4 y 5. Estas medidas de caracterización de la MOT son cruciales para optimizar los parámetros de la trampa y obtener ensambles de átomos fríos de mayor densidad y menor temperatura. Se utilizó el método de imagen por absorción el cual, junto con la teoría de funcionamiento de una MOT, se expone en el capítulo 2.

Capítulo 2

Marco teórico

Los experimentos con átomos fríos son parte central de las actividades que se realizan en el Laboratorio de Óptica Cuántica de Rydberg (OCR), con el fin de hacerse bajo condiciones controladas y de reproducibilidad es indispensable caracterizar, en primer lugar, las herramientas utilizadas para enfriar y atrapar a los átomos. En el laboratorio de OCR se tiene una trampa magneto-óptica (MOT, por sus siglas en inglés) para este propósito.

Determinar cómo se comporta la nube de átomos en función de los parámetros de la trampa es la base para optimizar dichos parámetros y llevar a cabo experimentos adecuadamente, conocer las variables que están involucradas en la generación de átomos fríos es, por tanto, necesario para la caracterización. En lo subsecuente se plantea el funcionamiento de una MOT^{10,23}.

2.1. Trampa Magneto-Óptica (MOT)

Con la trampa magneto-óptica se busca capturar a los átomos en un espacio localizado y al mismo tiempo bajar su temperatura. Como se menciona más adelante, se hace uso del enfriamiento láser: gracias a la interacción entre los haces de los láseres y los átomos es posible reducir la velocidad de estos últimos y comprimir su distribución de velocidades, lo cual se traduce como una disminución de la temperatura. Por otro lado, la estructura de los niveles atómicos, enriquecida con un campo magnético, permite a la luz ejercer una fuerza de captura.

2.1.1. Interacción luz-átomos

Los átomos poseen un infinito de niveles de energía discretos entre el estado base y el continuo, esto imposibilita obtener una solución analítica exacta de la dinámica de un solo átomo sometido a un campo, por ello se consideran aproximaciones que se pueden efectuar en la práctica. Entre estas aproximaciones está el *átomo de dos niveles* que toma en cuenta sólo dos niveles atómicos, el estado base $|g\rangle$ y el primer estado excitado $|e\rangle$, para ello se realizan interacciones cerca de resonancia con el propósito de desprestigiar las transiciones a otros niveles. Por otra parte, el campo eléctrico de los láseres cambia en el espacio y el tiempo, pero en transiciones ópticas la longitud de onda de la luz es tres ordenes de magnitud más grande que el tamaño de los átomos, por lo que es posible ignorar la dependencia espacial del campo. Así, el campo eléctrico de un láser con polarización $\hat{\epsilon}$ y frecuencia angular ω es de la forma

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\epsilon}E^{(+)}(t) + \hat{\epsilon}E^{(-)}(t), \quad (2.1)$$

$E^{(+)}(t) = E_0 e^{-i\omega t}/2$ la componente rotante positiva del campo y $E^{(-)}(t)$ el complejo conjugado, la componente rotante negativa. En las anteriores condiciones se pueden despreciar los momentos multipolares de la interacción, conservando sólo el término dipolar (**aproximación dipolar**) y también se omiten términos dipolares que varían rápido, con el doble de la frecuencia de la transición atómica ω_0 (*aproximación de onda rotante*). El hamiltoniano resultante de la interacción es

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} (\Omega^* \sigma e^{i\omega t} + \Omega \sigma^\dagger e^{-i\omega t}), \quad (2.2)$$

con σ el proyector del estado excitado al estado base (operador de descenso) y $\Omega = -\langle g | d_e | e \rangle E_0 / \hbar$ la **frecuencia de Rabi** que es función de la amplitud del campo E_0 y elemento de matriz del operador dipolar en la dirección de polarización del campo. No obstante, el hamiltoniano en 2.2 no incluye efectos de decaimiento y decoherencias — como emisión espontánea o colisiones —, estos fenómenos son indispensables para el enfriamiento Doppler (ver 2.1.2) y se pueden añadir con el formalismo de *matriz de densidad*. Al incorporar el decaimiento del estado excitado y pérdidas de coherencia debido a colisiones se obtienen las *ecuaciones ópticas de Bloch*²³ que en este caso modelan el átomo de dos niveles con decaimiento en un campo electromagnético clásico con la aproximación dipolar y la aproximación de onda rotante.

Introducir el movimiento del centro de masa de un átomo dentro de un láser es necesario para determinar como la luz modifica los grados de libertad externos de la partícula. Con la inclusión de este movimiento se tiene que contemplar la variación espacial del campo eléctrico, como resultado la fuerza que ejerce la luz sobre un átomo depende, en general, de su posición. Una de las componentes de esta fuerza se debe a la absorción y emisión espontánea de los fotones y se denomina fuerza de **presión de radiación**, cuya naturaleza disipativa es útil para enfriar átomos. Esta fuerza es proporcional al decaimiento Γ y población estacionaria ρ_{ee} del estado excitado, para una onda plana con vector de onda \mathbf{k} es

$$\langle \mathbf{F}_{\text{rad}} \rangle = \Gamma \rho_{ee}(\mathbf{r}, t \rightarrow \infty) \hbar \mathbf{k} \quad (2.3)$$

2.1.2. Enfriamiento Doppler

El enfriamiento láser aprovecha el hecho de que los fotones portan momento y que se puede transferir a los átomos. Los átomos desaceleran al absorber un fotón cuyo momento va en contra de su movimiento, a su vez la emisión espontánea de los fotones imprimirá momento sobre los átomos. Puesto que dicha emisión se hace en direcciones aleatorias, la transferencia de momento total por emisión espontánea se cancela a través de muchos eventos y, en promedio, solamente es relevante la transferencia en la absorción.

Existen varios métodos de enfriamiento láser, uno de los más conocidos es el *enfriamiento Doppler* que se basa en la fuerza de presión de radiación y el efecto Doppler..

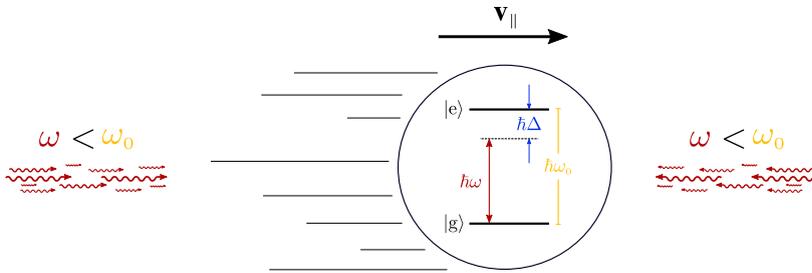


Figura 2.1. Enfriamiento de un átomo con un par de haces láser contrapropagantes: melaza óptica. Los haces frenan al átomo cuando la frecuencia del campo está desplazada hacia el rojo respecto de la frecuencia atómica.

Un átomo con velocidad \mathbf{v} sumergido en el campo de dos haces contrapropagantes de onda plana ($|\mathbf{v}| \ll \Gamma/k$) está sometido a una fuerza de la forma $\langle \mathbf{F}_{\text{mo}} \rangle = -\beta \mathbf{v}_{\parallel}$, con \mathbf{v}_{\parallel} la componente de \mathbf{v} paralela a la dirección de propagación de los haces. El coeficiente β es positivo si la frecuencia ω de ambos láseres es menor a la frecuencia de la transición atómica ω_0 del átomo de dos niveles, es decir, si el desentonamiento $\Delta := \omega - \omega_0$ es negativo. Así, la fuerza sobre los átomos es opuesta a su movimiento, derivando en un amortiguamiento de tipo viscoso. Este uso de dos haces láser contrapropagantes desintonizados al rojo ($\omega < \omega_0$) se conoce como **melaza óptica**, donde el efecto Doppler es responsable de que la fuerza de presión sobre un átomo sea mayor por el láser con propagación contraria a su desplazamiento, pues la frecuencia de este láser será mayor a ω respecto al movimiento atómico — en concreto $\omega + kv_{\parallel}$, con k el número de onda del láser —, aproximándose a ser resonante y así el átomo dispersa más fotones del haz contrapropagante en comparación al haz copropagante que, por el contrario, tendrá una frecuencia menor ($\omega - kv_{\parallel}$) según el movimiento del átomo.

Más en general la fuerza que ejerce un haz sobre un átomo introduciendo el efecto Doppler es, de acuerdo a 2.3

$$\langle \mathbf{F}_{\text{rad}} \rangle = \frac{\Gamma \hbar \mathbf{k}}{2} \frac{s_0(\mathbf{r})}{1 + s_0(\mathbf{r}) + 4(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 / \Gamma^2}, \quad (2.4)$$

siendo $s_0(\mathbf{r}) = 2|\Omega(\mathbf{r})|^2 / \Gamma^2$ el *parámetro de saturación en resonancia homogéneo*. Entonces la fuerza de dos haces láser contrapropagantes sobre un átomo, para $|\mathbf{v}| \ll \Gamma/k$, es a primer orden de la forma ya mencionada

$$\langle \mathbf{F}_{\text{mo}} \rangle \simeq \frac{8\hbar k^2 \Delta s_0(\mathbf{r})}{\Gamma [1 + s_0(\mathbf{r}) + (2\Delta/\Gamma)^2]} \mathbf{v}_{\parallel} := -\beta \mathbf{v}_{\parallel}. \quad (2.5)$$

2.1.2.1. Límite Doppler

Puesto que el cero absoluto de temperatura es inalcanzable, debe de existir un mecanismo de calentamiento que compense la tasa de enfriamiento $|\langle \mathbf{F}_{\text{mo}} \rangle \cdot \mathbf{v}|$ para alcanzar una temperatura final mayor que 0. Dicho calentamiento proviene de las fluctuaciones

de la fuerza que surgen del tamaño discreto del cambio de momento que ocurre en los átomos con cada emisión y absorción.

La tasa de calentamiento está dada por el ritmo al cual los átomos dispersan fotones en una melaza óptica $2\Gamma\rho_{ee}$ y la cantidad de energía que conservan los átomos $2\hbar\omega_r$, por evento de dispersión, con ω_r la frecuencia de retroceso. El estado estacionario se alcanza cuando se igualan la tasa de calentamiento $4\hbar\omega_r\Gamma\rho_{ee}$ y la de enfriamiento, allí la energía cinética promedio de los átomos a bajas intensidades es $(\hbar\Gamma/8)(2|\Delta|/\Gamma + \Gamma/2|\Delta|)$. El mínimo se da para $\Delta = -\Gamma/2$. La energía térmica relacionada con esta energía cinética mínima, en una dimensión, es $k_B T_D/2$ y T_D es el *límite de temperatura Doppler*:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.6)$$

Este valor es típicamente de cientos o varios cientos de μK .

2.1.3. Campo magnético y polarización de la luz

Con los métodos hasta ahora discutidos no es posible confinar espacialmente a los átomos, la fuerza que ejerce la luz reduce la temperatura de los átomos pero aún pueden viajar fuera de la zona definida por los láseres ya que poseen rapidez finita. Utilizando un campo magnético inhomogéneo \mathbf{B} se logra que la interacción entre la luz y los átomos no sólo dependa del desentonamiento y la intensidad de los láseres, sino también del estado interno de los átomos y, por lo tanto, de la polarización del campo. La trampa funciona debido a la variación lineal del campo magnético en la dirección de las melazas ópticas, por *efecto Zeeman* los niveles de energía se desdoblán en componentes m , lo que provoca que transiciones entre las componentes de los dos niveles con $\Delta m = -1$ ($\Delta m = +1$) se encuentren más cerca de resonancia con el láser en contra del movimiento de los átomos para $B > 0$ ($B < 0$).

Si a lo anterior se le suman haces de la polarización adecuada con base en las reglas de selección, σ_- para la parte positiva del campo y σ_+ para la parte negativa, entonces los láseres producen una fuerza que dirige a los átomos a la zona de campo magnético nulo. Siendo necesario un campo magnético lineal en la dirección de los haces de la MOT se utiliza un par de bobinas con corriente en direcciones opuestas para generar un cuadrupolo magnético, su variación es lineal en la dirección longitudinal de las bobinas — eje z , por ejemplo — y dada su simetría axial y que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ entonces

$$\frac{\partial B_\rho}{\partial \rho} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (2.7)$$

La fuerza que ejercen los láseres sobre los átomos resulta de la forma $\langle \mathbf{F}_{\text{MOT}} \rangle \cong -\beta \mathbf{v} - \kappa \mathbf{r}$, con κ del mismo signo que β . De esta manera los átomos son sometidos a una fuerza que los enfría, y una fuerza restauradora que los manda hacia el centro de la trampa — zona de campo magnético cero —. Así, el campo magnético controla la tasa de dispersión de fotones de un átomo dependiendo de su localización espacial a través del desplazamiento Zeeman de los niveles de energía atómicos.

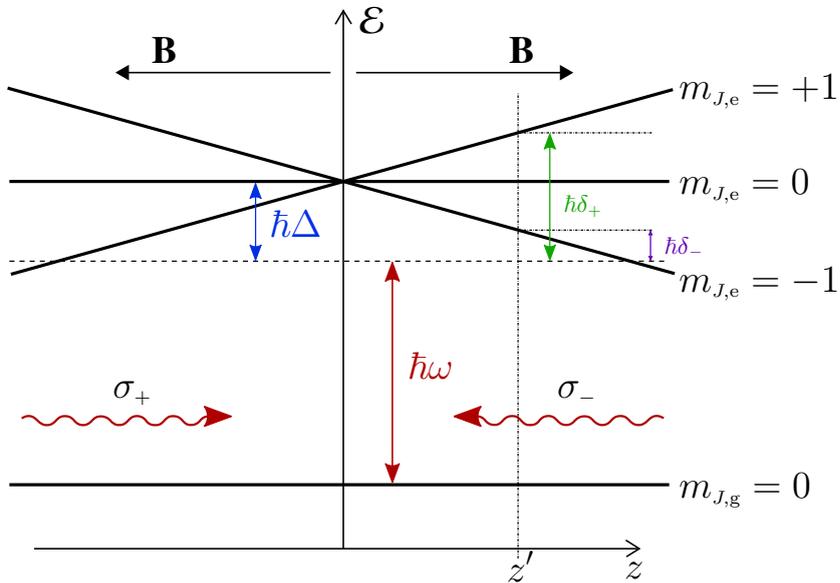


Figura 2.2. Funcionamiento de una MOT unidimensional para el caso $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. La línea horizontal discontinua representa la frecuencia del láser vista por un átomo en reposo en el centro de la trampa. Debido al desplazamiento Zeeman en las frecuencias de transición atómica, los átomos en $z = z'$ están más cerca de resonancia por δ_- con el láser σ_- que con el láser σ_+ que está separado en frecuencia por δ_+ .

2.2. Tasa de carga de la MOT

Uno de los parámetros que es importante conocer de una MOT es el ritmo al cual se atrapan átomos de los alrededores dentro de la región de la MOT, lo que se conoce como la *tasa de carga*. Igual de importante es saber la tasa de pérdidas de la MOT a causa de colisiones entre los átomos atrapados con los externos, así como colisiones internas. Entender la dinámica de carga de la MOT permite optimizar y obtener el mayor número de átomos en el menor tiempo posible.

2.2.1. Velocidad de captura

La capacidad de captura de una MOT no es ilimitada, depende de la rapidez y masa m de los átomos que ingresan a la región de enfriamiento. Si la rapidez de los átomos es suficientemente alta la trampa los ralentizará pero no será capaz de capturarlos, el umbral de rapidez por debajo del cual sí son atrapados los átomos se denomina **velocidad de captura** de la MOT. Suponiendo que los haces láser de una melaza óptica frenan a los átomos con la máxima presión de radiación $\langle F_{\text{rad}, \text{máx}} \rangle$ (ecuación 2.4) durante todo su recorrido en la región de la MOT, por el teorema trabajo-energía²⁴ se estima la velocidad de captura v_c para haces de diámetro \mathcal{D} como

$$v_c \simeq \sqrt{\frac{2\mathcal{D}\langle F_{\text{rad, m}\acute{a}\text{x}}\rangle}{m}} \lesssim \sqrt{\frac{\mathcal{D}\Gamma\hbar k}{m}}. \quad (2.8)$$

La ultima expresi3n en 2.8 es una cota superior de la velocidad de captura al sustituir $\langle F_{\text{rad, m}\acute{a}\text{x}}\rangle$ por el valor m\acute{a}\text{x}imo de fuerza que ejerce s3lo el haz contrapropagante — igual a $\Gamma\hbar k/2$ —. La velocidad de captura de una MOT para rubidio con la transici3n D_2 y haces de 1'' de di\`ametro es $v_c \simeq 76$ m/s.

Por otro lado, las velocidades de los \`atomos dentro de un sistema de vac3o obedecen la distribuci3n de Maxwell-Boltzmann $P(v) \propto v^2 \exp(-mv^2/2k_B T)$ con $v = \|\mathbf{v}\|$, por lo que la fracci3n de \`atomos f_N , a temperatura T , cuya rapidez es menor o igual a v es

$$f_N(v; T) = \text{erf}\left(\sqrt{\frac{m}{2k_B T}}v\right) - \sqrt{\frac{2m}{\pi k_B T}}v \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right), \quad (2.9)$$

con la anterior ecuaci3n se tiene que la fracci3n de \`atomos a 20 °C que son atrapados es $f_N(v_c; 293.15 \text{ K}) \approx 2.3$ %. Lo anterior es la raz3n de que gran parte de los experimentos con \`atomos fr3os posean una etapa de enfriamiento previa a la MOT con la finalidad de aumentar el porcentaje de \`atomos capturados, incrementando la densidad de la nube. En la figura 2.3 se observa la fracci3n f_N para algunas temperaturas y el porcentaje de \`atomos que pueden ser atrapados.

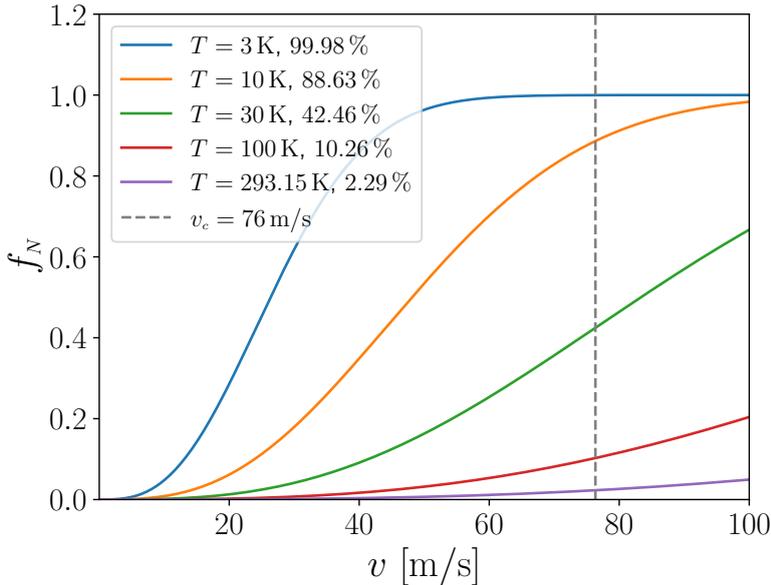


Figura 2.3. Fracci3n de \`atomos f_N con velocidad menor o igual a v . A menor temperatura el porcentaje de \`atomos que pueden ser capturados aumenta.

2.2.2. Dinámica de la trampa

Los átomos son atrapados mientras dispersen suficientes fotones a lo largo de su recorrido por la MOT, en otras palabras, si un átomo es bastante rápido será ralentizado pero atravesará la región de la MOT sin ser capturado. Además, la trampa no crece sin medida sino que atrapará una cantidad finita de átomos, lo cual se debe a los diversos mecanismos de pérdida que expulsan a los átomos dentro de la MOT. Esta dinámica entre el ritmo de carga de la trampa y la tasa de pérdidas genera un estado estacionario del número máximo de átomos que puede contener la MOT, es decir, la trampa se satura cuando el proceso de captura y las pérdidas llegan al equilibrio. La dinámica de carga de una MOT, es decir, el cambio en el número de átomos N atrapados, está descrita por la ecuación 2.10²⁵

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \beta \int_{\mathcal{V}} n_{\text{MOT}}^2(r, t) dV, \quad (2.10)$$

siendo R la tasa de carga, que describe el ritmo de carga de la trampa de átomos de los alrededores; los otros dos términos describen la pérdida de átomos de la MOT debido a colisiones con gases calientes del fondo (con tasa γ) y a causa de colisiones binarias internas, respectivamente. Este último término de colisiones de dos cuerpos es provocado por choques aleatorios entre los átomos internos y por *colisiones asistidas por luz*: un átomo excitado adquiere momento dipolar, mismo que induce un momento dipolar en un átomo en estado base cercano. La atracción resultante acelera a los átomos, provocando que su rapidez pueda incrementar al punto de escapar de la trampa o que se produzcan colisiones donde uno o ambos átomos sean expulsados. Estas pérdidas internas contemplan un coeficiente de tasa de pérdidas β y la densidad atómica en la MOT n_{MOT} , \mathcal{V} es el volumen que define la trampa.

Si se supone que la densidad de la nube es suficientemente pequeña para despreciar el término cuadrático se puede reescribir 2.10 como

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N, \quad (2.11)$$

la solución a la ecuación diferencial anterior es la expresión en 2.12

$$N(t) = \frac{R}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}). \quad (2.12)$$

Entonces, el valor estacionario del número de átomos que se pueden atrapar es $N(t \rightarrow \infty) = R/\gamma$, mientras que la constante de tiempo que caracteriza a la MOT se puede definir como

$$\tau = \frac{1}{\gamma}, \quad (2.13)$$

de manera que para τ representa el 63 % de la carga total, con 2τ el 86 % y para 3τ se carga hasta el 95 %.

En una MOT rodeada de átomos a determinada temperatura, la tasa de carga R es una medida de la temperatura de estos átomos y de la presión de fondo, a mayor presión habrá mayor cantidad de átomos con una rapidez menor a la velocidad de captura de la MOT, número que también incrementa al disminuir la temperatura. No obstante, las colisiones con gases calientes del fondo — caracterizadas por γ — también aumentan con la presión. Como consecuencia, la ecuación 2.12 no excluye la posibilidad de realizar una MOT a temperatura ambiente y presión estándar, pero el número de átomos atrapados será ínfimo debido a la pequeña tasa de carga R : como se observa en la figura 2.3 poco más del 2% de los átomos a temperatura ambiente son suficientemente lentos, a esto se le suma la alta presión causada por el resto de los átomos que acrecienta las colisiones y reduce la vida media de la MOT ($\tau = \gamma^{-1}$).

Para aumentar la carga total de una MOT es necesario disminuir la presión de fondo donde se genera la MOT. Los **sistemas de vacío** cumplen con este propósito al mantener presiones bajas en su interior, vacío moderado desde 10×10^2 mbar hasta ultra alto vacío 10×10^{-12} mbar dependiendo de la aplicación²⁶. Con lo anterior se aminoran las colisiones con los gases de externos pero también empeora la tasa de carga. Esto se puede superar, como ya se dijo, cargando la MOT con un haz de átomos fríos, de manera que su distribución de velocidades sea tal que un porcentaje significativo de átomos pueda ser capturado, además un haz atómico se puede apuntar directamente hacia la MOT.

Existen diversas técnicas de generación de haces atómicos fríos²³, como son un desacelerador Zeeman²⁷: utiliza un campo magnético inhomogéneo para mitigar el efecto Doppler y mantener resonante un haz contrapropagante con los átomos que, de esta forma, dispersan más fotones; una fuente intensa de baja velocidad²⁸ (LVIS, por sus siglas en inglés): consiste en una trampa MOT previa adicional con uno de los seis haces “agujerado” que sirve como columna de extracción de los átomos, debido a la diferencia de presión de radiación, desde esta trampa hacia la MOT; una trampa magneto-óptica 2D^{29,30}: una MOT de 4 haces que enfría transversalmente a los átomos, cuya geometría de su contenedor da lugar a un haz atómico frío y poco divergente.

Aún con este modelo de la dinámica de la trampa, lograr conciliar los resultados experimentales con la teoría es un reto mayor. En el tratamiento previo no se ha reflexionado en como cambia la dispersión de fotones en sistemas de muchos niveles, la dificultad de medir con precisión las inhomogeneidades de los láseres o su perfil transversal.

2.3. Imagen por absorción

Una vez generada la nube de átomos lo siguiente es realizar experimentos y obtener información de los fenómenos de estudio. Uno de los modos de conseguir información es a través de imágenes que posteriormente se analizan para extraer los datos pertinentes y obtener resultados. Existen diversos métodos de imagen, entre los más utilizados está el método de *imagen por absorción*.

Esta técnica de imagen pertenece a los métodos absorptivos y dispersivos. Consiste en iluminar a los átomos con un haz láser (*haz de imagen o de prueba*) y obtener la imagen de la proyección de su sombra en una cámara. Dicha imagen mostrará únicamente la variación espacial de la intensidad transmitida — en condiciones perfectas de oscuridad e intensidad de los láseres —, pues los fotosensores no son sensibles a la fase de la luz. Partiendo de la imagen se obtiene la densidad óptica de la nube atómica en la MOT y, con esto, la densidad numérica y el número total de átomos atrapados.

2.3.1. Densidad óptica

La intensidad de la luz que se mide posee tres componentes³¹

$$I(x, y) = I_0 [P(x, y)e^{-OD(x, y)} + S(x, y)] + N(x, y), \quad (2.14)$$

la primera componente es la luz que atraviesa la nube de átomos y se captura en la cámara, I_0 es la intensidad pico del haz y $P(x, y)$ su perfil normalizado en el plano del objeto, $OD(x, y)$ es la **densidad óptica** de la nube. $I_0S(x, y)$ describe la luz dispersada justo después del plano objeto y la última componente $N(x, y)$ compila la luz de fondo proveniente de todas las fuentes diferentes al láser de prueba. La ecuación 2.14 supone válida la *ley de Beer-Lambert*¹⁰ al describir que la luz se atenúa exponencialmente en función la densidad óptica.

A partir de una imagen de intensidad transmitida es técnicamente complicado extraer datos útiles, dos razones de esto se observan en la ecuación 2.14, la luz espuria $N(x, y)$ no proveniente del haz de prueba ni de los átomos, y las fluctuaciones en la intensidad del haz láser que modifican el valor de I_0 , $P(x, y)$ y $S(x, y)$ — en este trabajo se consideran iguales entre distintas imágenes los perfiles $P(x, y)$ y $S(x, y)$ —. Por ende, es necesario obtener más información con tal de conocer OD . Se toman dos imágenes adicionales por cada imagen de intensidad transmitida: una imagen *brillante* del haz de prueba sin tener atrapados átomos en la MOT, y una imagen *de oscuridad* sin luz de prueba y sin átomos; estas imágenes tendrán una intensidad pico I_B y I_D , respectivamente

$$I_B(x, y) = I_{B,0} [P(x, y) + S(x, y)] + N(x, y), \quad (2.15)$$

$$I_D(x, y) = N(x, y). \quad (2.16)$$

La transmitancia T es la porción de la luz de entrada que atraviesa a los átomos, en condiciones perfectas de oscuridad está dada por I/I_B . Utilizando la imagen de oscuridad para eliminar aportaciones de luz no deseadas en las imágenes se tiene lo siguiente

$$T(x, y) = \frac{I(x, y) - I_D(x, y)}{I_B(x, y) - I_D(x, y)} = \frac{I_0}{I_{B,0}} \frac{P(x, y)e^{-OD(x, y)} + S(x, y)}{P(x, y) + S(x, y)}, \quad (2.17)$$

las fluctuaciones en la intensidad del haz de prueba — representadas por $I_0 \neq I_{B,0}$ — se compensan inspeccionando una región donde no hay átomos en la imagen de intensidad transmitida y la imagen brillante, en dicha región se obtiene la potencia de ambas

imágenes y se calcula un factor de corrección $f = P_B/P$. Despreciando el término $S(x, y)$, dado que la intensidad de la luz dispersada es mucho menor comparada con la luz dirigida a la cámara, la densidad óptica se obtiene directamente de la ecuación 2.17:

$$OD(x, y) \simeq -\ln [T(x, y)] = -\ln \left[f \frac{I(x, y) - I_D(x, y)}{I_B(x, y) - I_D(x, y)} \right], \quad (2.18)$$

Vale la pena notar que esta técnica tiene sus desventajas, por ejemplo, medidas de densidades ópticas altas (o transmitancias pequeñas) son sensibles al ruido pues el error es inversamente proporcional a la transmitancia $\delta OD = -\delta T/T$.

Las vibraciones en el sistema de imagen pueden provocar diferencias en el perfil P entre imágenes, de manera que su cancelación es menos precisa y la densidad óptica sea igual a 2.18 más un término de corrección.

2.3.2. Cálculo del número de átomos

Calcular y optimizar la densidad atómica y el número de átomos total atrapados en la MOT es uno de los principales intereses de este trabajo. La relación entre la densidad óptica (ecuación 2.18) y la densidad atómica se puede encontrar considerando la atenuación del campo eléctrico de la luz en lugar de la intensidad transmitida. La intensidad y fase del campo se modifica al atravesar un medio con índice de refracción $n_{\text{ref}} \neq 1$, si el vector de onda de un campo monocromático de frecuencia angular ω en el vacío es \mathbf{k}_0 , entonces su amplitud dentro del medio es

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \{ E_0 \exp [i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] / 2 \} \\ &= \exp(-n_i \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) \text{Re} \{ E_0 \exp [i(n_r \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega t)] / 2 \}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

para $\mathbf{k} = n_{\text{ref}} \mathbf{k}_0$ y $n_{\text{ref}} = n_r + in_i$. Es la parte imaginaria del índice de refracción lo que disminuye la amplitud del campo, como $I \propto \|\mathbf{E}\|^2$ entonces la intensidad de la luz que pasa un medio de grosor L se atenúa por $\exp(-2n_i k_0 L)$. Esta última expresión es la transmitancia, lo que implica que $OD = 2 \text{Im}(n_{\text{ref}}) k_0 L$. Basta con conocer la parte imaginaria de n_{ref} para tener otra expresión de la densidad óptica, se verá que con ello se puede estimar el número de átomos.

El índice de refracción de un medio dieléctrico está relacionado con su respuesta óptica a un campo externo $E(\mathbf{r}, t)$. Esta respuesta macroscópica se cuantifica con la polarización P cuya componente rotante positiva es:

$$P^{(+)}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) E^{(+)}(\mathbf{r}). \quad (2.20)$$

El factor $\chi(\omega)$ es la susceptibilidad del medio dada por $\chi = \epsilon_r - 1$, mientras que el índice de refracción es $n_{\text{ref}} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$, siendo ϵ_r y μ_r la permitividad y permeabilidad relativas. En un gas atómico $\mu_r \approx 1$ y también se supone una susceptibilidad pequeña $\chi \ll 1$ ($\chi_{\text{vacío}} = 0$) de modo que $n_{\text{ref}} \simeq 1 + \chi/2$. Basta conocer la parte imaginaria de la susceptibilidad para el cálculo de la densidad óptica.

Asimismo, la polarización es proporcional al momento dipolar \hat{d} de los átomos, es decir, está relacionada con propiedades microscópicas del medio. Con el formalismo de la matriz de densidad se tiene que

$$P^{(+)} = n \langle \hat{d}^{(+)} \rangle = n \langle g | \hat{d} | e \rangle \tilde{\rho}_{eg}, \quad (2.21)$$

donde n es la densidad atómica y $\tilde{\rho}_{eg} = \langle e | \tilde{\rho} | g \rangle$ es un elemento de la matriz de densidad en el marco rotante obtenido a partir de las ecuaciones de Bloch. En el caso de un átomo de dos niveles con ensanchamiento homogéneo, en la aproximación de onda rotante se tiene que

$$\chi(\omega) = \frac{\sigma_0}{k_0} \frac{-\frac{2\Delta}{\Gamma} + i}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \frac{n_c}{L}, \quad (2.22)$$

con $\sigma_0 = 3\lambda_0^2/2\pi$ la sección eficaz resonante de absorción, $I_{\text{sat}} = \pi\Gamma\hbar c/\lambda_0^2$ la intensidad de saturación de la transición y n_c es la densidad de columna, esto es, la densidad atómica integrada a lo largo de la dirección del haz que atraviesa el medio de ancho L . Los experimentos se realizan con $I \ll I_{\text{sat}}$, así el índice de refracción no depende de I . Escogiendo el eje z como eje de propagación, $n_c(x, y) = \int_L n(\mathbf{r}) dz$. Por lo tanto, el número de átomos en la MOT está dado por

$$N = \frac{1}{\sigma_0} \int_{\mathbb{R}^2} OD(x, y) dx dy. \quad (2.23)$$

2.3.3. Temperatura de la nube atómica

En el cálculo de la temperatura se supone un modelo de gas ideal (esto es, que no hay interacciones entre las partículas del gas), de modo que la distribución de posiciones y momentos es $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \sim \exp[-\mathcal{E}(\mathbf{r}, \mathbf{p})/k_B T]$ con \mathcal{E} la energía total de un átomo dentro de la trampa. A segundo orden, el potencial en el cual están imbuidos los átomos es armónico, de manera que

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (2.24)$$

donde $p = \|\mathbf{p}\|$, $\|\mathbf{r}\| = x^2 + y^2 + z^2$ y ω_j es la frecuencia angular de la trampa armónica en la dirección $j \in \{x, y, z\}$. Entonces la distribución tiene la forma

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3 \sigma_x \sigma_y \sigma_z \sigma_p^3} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right] \exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma_p^2}\right), \quad (2.25)$$

siendo

$$\sigma_j^2 = \frac{k_B T}{m\omega_j^2}, \quad \sigma_p^2 = mk_B T. \quad (2.26)$$

La anterior distribución se puede expresar en función del tiempo puesto que la posición de un átomo cambia como $\mathbf{r}_t = \mathbf{r} + \mathbf{v}t = \mathbf{r} + \frac{t}{m}\mathbf{p}$. Utilizando \mathbf{r}_t e integrando sobre p se obtiene

$$f(\mathbf{r}_t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t)\sigma_y(t)\sigma_z(t)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_t^2}{\sigma_x^2(t)} + \frac{y_t^2}{\sigma_y^2(t)} + \frac{z_t^2}{\sigma_z^2(t)} \right\} \right], \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \sigma_j(t) &= \sqrt{\sigma_j^2 + \frac{t^2}{m^2} \sigma_p^2} \\ &= \sqrt{\frac{k_B T_j}{m\omega_j^2} + \frac{k_B T_j}{m} t^2}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

A partir de las imágenes de la sección 2.3.1 es posible conocer el ancho (en la dirección x y y) como función del tiempo, lo cual se puede llevar a cabo apagando los láseres y el campo magnético dejando a los átomos en caída libre. Entonces el tiempo t es el *tiempo de vuelo* en caída y expansión balística. Ajustando la función 2.28 en las direcciones x y y se adquiere el coeficiente delante de t^2 , $k_B T_j/m$, a partir del cual se calcula la temperatura.

2.4. Enfriamiento sub-Doppler

Como se abordó anteriormente, con el método de enfriamiento Doppler la temperatura mínima que se puede alcanzar en la nube de átomos está dada por el límite Doppler (ver 2.1.2.1). Para conseguir un ensamble atómico con menor temperatura se requieren de otros mecanismo de enfriamiento, mismo que se conocen como *enfriamiento sub-Doppler*^{17,18,32}.

Los átomos en estado estacionario se encuentran en distintos subniveles u orientaciones del estado base a causa del bombeo óptico. Para átomos moviéndose en un campo que varía en el espacio, el bombeo óptico actúa para ajustar la orientación atómica a las condiciones cambiantes del campo. Si el proceso de bombeo es débil, la orientación de átomos en movimiento siempre se retrasa respecto de la orientación que existiría para átomos estacionarios. Este seguimiento no adiabático es la característica esencial de nuevos procesos de enfriamiento.

La naturaleza de estos mecanismos de enfriamiento es distinta del enfriamiento Doppler, en ambos la fuerza surge de la absorción diferencial de los haces láser contrapropagantes. Sin embargo, en el enfriamiento Doppler esta absorción diferencial es consecuencia del desplazamiento Doppler de la frecuencia de los láseres, mientras que los enfriamientos descritos en esta sección se basan en la no adiabaticidad del bombeo óptico.

2.4.1. Enfriamiento por gradiente de polarización $\text{lin} \perp \text{lin}$

El proceso de enfriamiento por gradiente de polarización se basa en utilizar dos haces contrapropagantes con polarizaciones lineales ortogonales. Esta configuración produce un campo cuya polarización varía a lo largo de media longitud de onda, pasando de lineal a circular, a lineal perpendicular a la primera, a circular en la otra dirección y se repite. Si la dirección de propagación es el eje z y las polarizaciones son $\hat{\epsilon}$, \hat{n} con $\hat{\epsilon} \perp \hat{n}$, entonces el campo que producen dos haces contrapropagantes de frecuencia angular ω es

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 [(\hat{\epsilon} + \hat{n}) \cos(\omega t) \cos(kz) + (\hat{\epsilon} - \hat{n}) \sin(\omega t) \sin(kz)]. \quad (2.29)$$

La transición más simple que exhibe este tipo de enfriamiento es una transición $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$. En las regiones del campo donde la polarización es σ_+ el bombeo óptico provoca que la población termine en el subnivel $m_{J,g} = +\frac{1}{2}$ del estado base, pues la absorción produce transiciones $\Delta m_J = +1$, mientras que las emisiones espontáneas subsecuentes son con $\Delta m_J = 0, \pm 1$. En promedio $\Delta m_J \geq 0$. Por el contrario, en las regiones del campo con polarización σ_- la población es bombeada al subnivel $m_{J,g} = -\frac{1}{2}$ del estado base. Como consecuencia, la población cambia cíclicamente de subnivel conforme los átomos se mueven en el campo de polarización variable.

Sumado a lo anterior se tiene que un campo resonante no sólo produce transiciones, también desplaza los niveles de energía (*desplazamiento Stark*), los estados propios asociados a estos nuevos valores de energía se conocen como *estados vestidos*. Este desplazamiento en los niveles de energía depende de la polarización de la luz, en la transición $J_g \rightarrow J_e$ antes mencionada, y para desentonamientos negativos, el desplazamiento es mayor para el subnivel $m_{J,g} = \frac{1}{2}$ cuando la polarización del campo es σ_+ , por el contrario, si la polarización es σ_- el subnivel $m_{J,g} = -\frac{1}{2}$ se desplaza más que $m_{J,g} = \frac{1}{2}$. En definitiva, tomando en cuenta el bombeo explicado anteriormente hay mayor población en los estados con mayor desplazamiento. Esto es, por lo general, cierto para transiciones con $J_e = J_g + 1$.

La fuerza de amortiguamiento se puede entender junto con la figura 2.4. Se elige el eje z en la dirección del movimiento de átomos con rapidez v , en $z = 0$ la polarización del campo es σ_+ por lo que la luz bombea ópticamente esos átomos al estado más desplazado $m_{J,g} = +\frac{1}{2}$. Mientras los átomos se mueven por el campo incrementan su energía potencial debido al cambio de polarización de la luz y se debilita el acoplamiento con el estado $m_{J,g} = +\frac{1}{2}$. Cuando los átomos llegan a la posición $\lambda/4$, con polarización σ_- , son bombeados al estado $m_{J,g} = -\frac{1}{2}$ que estará más desplazado que $m_{J,g} = +\frac{1}{2}$. Al continuar con su movimiento los átomos vuelven a incrementar su energía potencial a causa del cambio de polarización hasta la posición $\lambda/2$ en donde cambian al estado $m_{J,g} = +\frac{1}{2}$. El anterior proceso se repite, por un lado la energía de los átomos se transforma en la energía potencial necesaria para seguir el cambio de polarización, por otro lado dicha energía potencial es irradiada en el bombeo óptico ya que la frecuencia de la emisión espontánea es mayor a la frecuencia de absorción (ver figura 2.4).

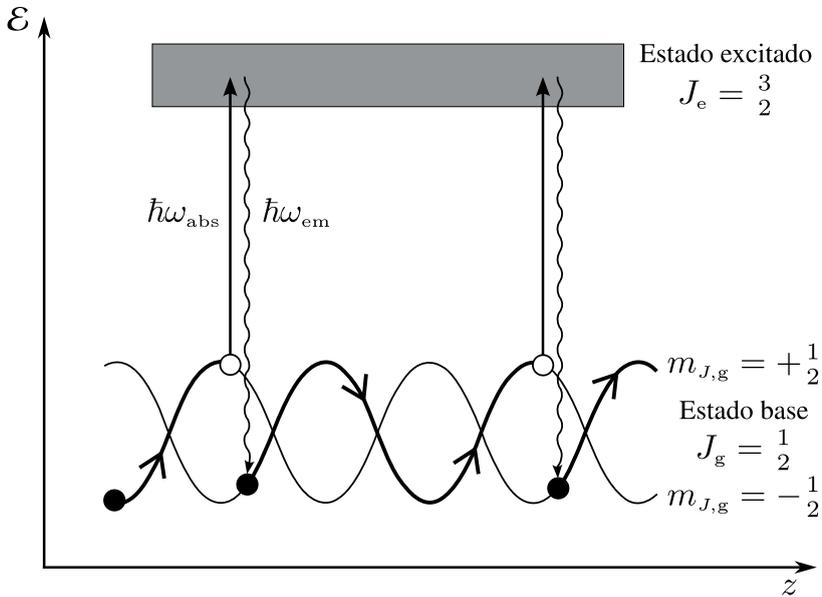


Figura 2.4. Representación gráfica del efecto Sísifo responsable del enfriamiento sub-Doppler en el método de gradiente de polarización $\text{lin} \perp \text{lin}$. La emisión espontánea $\hbar\omega_{\text{em}}$ retira energía del átomo de forma irreversible. Imagen adaptada de [10].

Dada la representación gráfica de este fenómeno en la figura 2.4, el átomo aparenta subir una colina y repetir el proceso cada vez que llega a la cumbre. Este fenómeno se conoce como *efecto Sísifo*.

2.4.1.1. Límite de retroceso

Similar al enfriamiento Doppler, todo proceso de enfriamiento láser tiene un límite de temperatura, un mecanismo que impide el descenso arbitrario de dicha magnitud. Como se abordó en 2.1.2.1, la temperatura mínima alcanzable con las melazas ópticas mediante la presión de radiación modificada por efecto Doppler está asociada con el ancho natural de la transición atómica Γ . En el caso del método sub-Doppler visto antes, el límite de temperatura se asocia con el *retroceso* que imprime un fotón individual a un átomo en reposo en la emisión espontánea. En primer lugar, la última emisión espontánea en un proceso de enfriamiento deja a los átomos con un momento residual del orden del momento de los fotones $\hbar k$, puesto que no existe control sobre la dirección de emisión, esta aleatoriedad establecen como la velocidad mínima $v_{\text{mín}} \sim v_r = \hbar k/m$ en donde v_r es la velocidad de retroceso de un átomo de masa m . En segundo lugar, la técnica de enfriamiento descrita en esta sección precisa que los átomos sean localizables en una escala del orden de $\lambda/2\pi$ con el propósito de estar sujetos a una única polarización del campo, el principio de indeterminación dicta que estos átomos deben tener una dispersión en el momento de al menos $\hbar k$.

La energía cinética mínima dada por la velocidad de retroceso es $(\hbar k)^2/2m$, por

lo que la temperatura vinculada $k_B T_r/2$ se le conoce como *límite de temperatura de retroceso*:

$$T_r = \frac{(\hbar k)^2}{mk_B}, \quad (2.30)$$

cuyo valor numérico típico es de unos pocos μK o cientos de nK para átomos alcalinos³². Aún cuando la temperatura sea menor al límite Doppler, es importante notar dos cosas: lo primero, esta técnica no atrapa a los átomos, es necesario utilizar una etapa de captura antes de que el método sea ineficaz. Lo otro a tener en cuenta es el rango de velocidades en el que funciona el método (figura 2.5), átomos muy lentos no alcanzan la cumbre antes de que el proceso de bombeo ocurra y los átomos rápidos rebasan la cumbre antes de ser bombeados al otro subnivel. En ambos casos la pérdida de energía es menor a lo descrito previamente y el proceso de enfriamiento es menos eficiente.

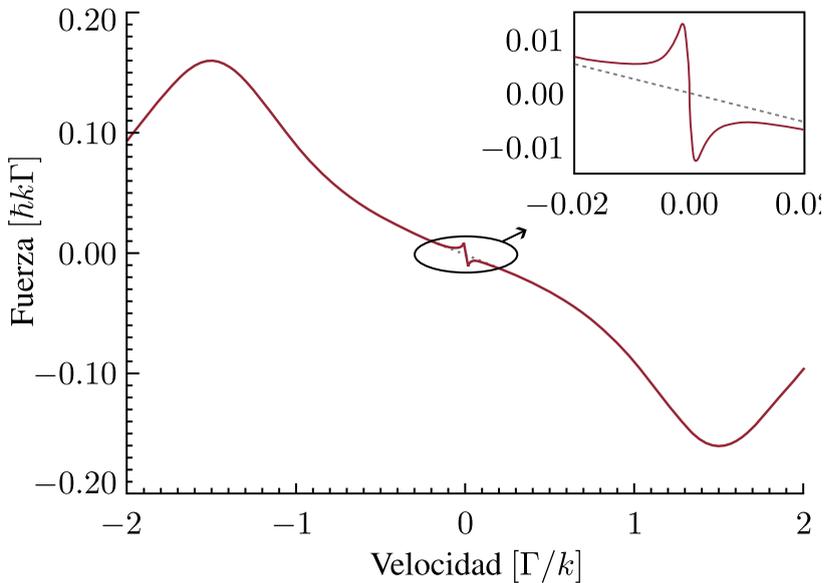


Figura 2.5. Fuerza en función de la velocidad de un átomo debida a un campo con gradiente de polarización en la configuración $\text{lin} \perp \text{lin}$ con $s_0 = 0.5$ y $\Delta = 1.5\Gamma$. La línea sólida es la combinación del enfriamiento Doppler y sub-Doppler, la línea punteada representa sólo el enfriamiento Doppler. Imagen adaptada de [23].

2.4.2. Melazas grises

La técnica de enfriamiento de melaza gris también basa su funcionamiento en el efecto Sísifo en conjunción con los llamados *estados oscuros*. En un átomo de tres niveles, como puede ser dos subniveles del estado base $|g_1\rangle$, $|g_2\rangle$ y un estado excitado $|e\rangle$, la superposición ortogonal de los estados base constituye los estados *brillante* y *oscuro*. El

estado brillante $|B\rangle$ se acopla con el estado excitado por medio de una transición dipolar, de forma opuesta el estado oscuro $|D\rangle$ sólo es alcanzable por emisión espontánea desde el estado excitado. Estas superposiciones no son estados propios del operador de energía cinética, esto significa que evolucionan entre ellos conforme el átomo se mueve, el estado brillante se convierte en estado oscuro y viceversa.

Los gradientes de polarización en las melazas producen un potencial sinusoidal para el estado brillante donde el átomo (figura 2.6), transforma su energía cinética a potencial al “escalar” las colinas hasta la cumbre y la polarización circular promueve la transición al estado oscuro. En este proceso el átomo irradia su energía a los modos desocupados del campo y se pierde del sistema átomo-campo. Posteriormente el estado oscuro se convierte en el estado brillante y se reinicia el ciclo. Lo que es fundamental en este método es que dicha transferencia de población sucede en los valles del potencial sinusoidal del estado brillante, allí la probabilidad de transferencia es máxima. El uso de un estado brillante y un estado oscuro da nombre a este método de enfriamiento, *melazas grises*³³.

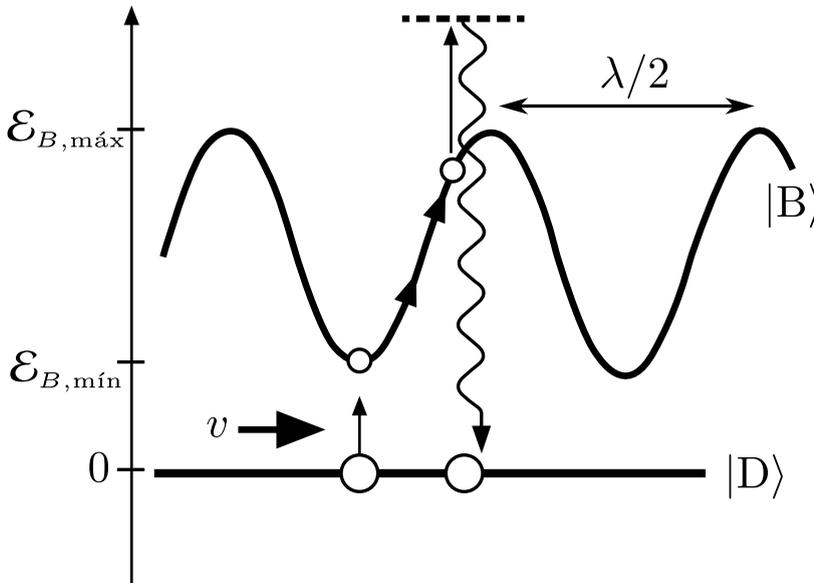


Figura 2.6. Enfriamiento tipo Sísifo entre los estados brillante $|B\rangle$ y oscuro $|D\rangle$. La población se transfiere de $|D\rangle$ a $|B\rangle$ principalmente en los mínimos del potencial. Imagen adaptada de [33].

Las diferencias con el enfriamiento sub-Doppler anterior son principalmente dos. En el método de gradiente de polarización $\text{lin} \perp \text{lin}$ ambos subniveles base experimentan desplazamientos debido a los haces contrapropagantes y los máximos de energía potencial coinciden con polarización puramente circular que transfiere la población al otro estado con energía potencial mínima, de forma que los átomos convierten todo el tiempo energía cinética en potencial. Con melazas grises sólo el estado brillante/acoplado está desplazado, los átomos pierden energía cinética en la subida y son bombeados en los

picos de su energía potencial al estado oscuro. La mayor probabilidad de transferencia desde el estado oscuro al estado brillante es en el mínimo de energía potencial, esto evita que el cambio de estado sea en algún punto de la caída de potencial en donde el átomo ganaría energía cinética. Además, las melazas grises funcionan para luz desintonizada al *azul*, es decir, con frecuencia de los láseres mayor a la frecuencia de transición. Esto es requerido con el fin de producir el bombeo óptico al estado oscuro en los máximos de energía potencial, con ello los átomos atraviesan la máxima diferencia de energía potencial y disipan mayor cantidad de energía cinética.

Capítulo 3

Ensamblaje y preparación de la cámara de vacío

En el laboratorio de Óptica Cuántica de Rydberg (OCR) se tiene una cámara de vacío para llevar a cabo experimentos con átomos fríos. El diseño de la cámara de vacío se puede ver en las figuras 3.1 y 4.3. El sistema se compone de tres regiones: la cámara de bombeo y conexiones, donde se encuentran las bridas con pines y puertos para comunicar eléctricamente electrodos dentro del sistema. La región de detección, donde está la válvula que sirvió para conectar la bomba para el vacío primario, en esta zona también se colocará un detector de iones para futuras mediciones. Y la tercera región es la cámara de ciencia, en ésta se realizan los experimentos, razón por la cual se tiene bastante acceso óptico. Una de las bridas de la cámara de ciencia se utilizó para colocar los dispensadores de rubidio (ver 3.1.1). En la cámara de bombeo y conexiones también se encuentra la bomba de vacío *permanente*, la cual se mantiene encendida con la finalidad de conservar la baja presión. Los detalles del diseño de la cámara de vacío se encuentran en *Diseño de sistema de vacío para experimentos de Óptica Cuántica con átomos de Rydberg*³⁴. En este capítulo se describirá el proceso de armado y las preparaciones necesarias para tener la cámara de vacío en condiciones.

3.1. Ensamblaje de la cámara

Armar la cámara de vacío de forma sistemática es esencial para conseguir ultra alto vacío dentro de ésta. Si al ensamblar dos piezas los pernos que las unen están apretados de forma desbalanceada, es posible generar fracturas en la junta entre las piezas o no se sella correctamente la unión, lo cual puede producir fugas que no son compensadas con las bombas de vacío. Como resultado, no se alcanza la presión deseada dentro del sistema. Además, la utilización de guantes al manipular las piezas es indispensable para no dejar grasa o cualquier tipo de suciedad que estropee el ultra alto vacío, pues esa suciedad comenzaría a desgasificar por debajo de un umbral de presión, limitando la presión final dentro de la cámara.

Una técnica conocida para colocar los pernos de forma homogénea es utilizando un *torquímetro*, herramienta que sirve para aplicar la misma torca a todos los pernos que unen dos piezas. Sin embargo, el uso de un torquímetro tiene sus desventajas, si un perno se atora debido a la fricción en la rosca o porque está ligeramente defectuosa la cuerda (del perno o de la pieza), el torquímetro indicará que la torca aplicada es la misma en un par de pernos y aún así estos podrían estar puestos inadecuadamente.

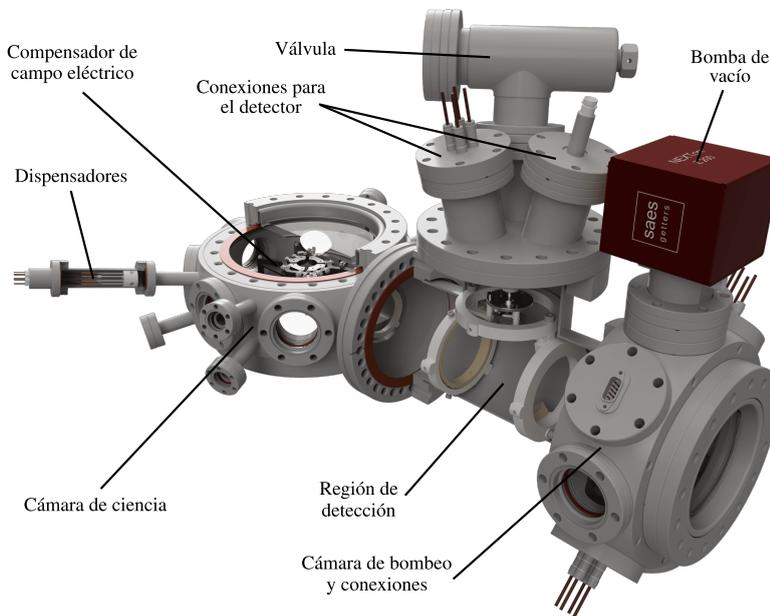


Figura 3.1. Modelo 3D del sistema de vacío. La cámara de bombeo y conexiones tiene la bomba que sirve para mantener la baja presión dentro del sistema y las bridas para conectar los electrodos internos. La cámara de ciencia es la zona donde se desarrollan los experimentos con átomos fríos. En la región de detección se colocará un detector de iones para mediciones futuras.

Otro método para ensamblar las piezas, que se llevó a cabo, es con el uso de *lainas* (o *galgas*). Las *lainas* son piezas de metal laminado con un espesor fijo que sirven, entre otros propósitos, para medir con determinada precisión la separación entre dos piezas. Al unir dos piezas de la cámara, como pueden ser dos bridas o una ventana a una brida, se tiene un espacio entre las piezas (figura 3.2) donde se introduce una *laina* de determinado espesor para calibrar la separación de las piezas, en el caso del laboratorio de OCR el proceso fue el siguiente:

- Se tiene un juego de 20 *lainas* desde 0.05 mm a 1.00 mm con diferencia de 0.05 mm.
- Las piezas se unen apretando los pernos moderadamente y en parejas diametralmente opuestas.
- Se emplea la *laina* de mayor espesor que pueda introducirse alrededor de toda la unión.
- Se ajustan los pernos paulatinamente hasta que dicha *laina* deje de entrar.
- Se utiliza la siguiente *laina* de menor espesor y se repite el anterior paso.

Se decidió terminar el proceso una vez que la lana de 0.45 mm de espesor justo deja de entrar en la unión y se comprueba que la siguiente lana más delgada (0.40 mm) sí entra en toda la unión, esto con el fin de corroborar que no se apretó de más algún perno.

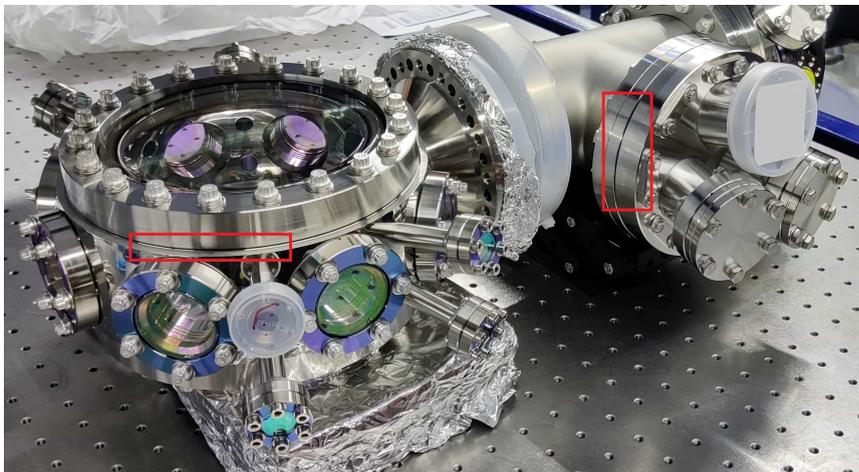


Figura 3.2. Unión de bridas. La lana se introduce entre las bridas para conocer una cota superior de la separación en el lugar donde se coloca la lana.

La bomba de vacío permanente utiliza imanes para su funcionamiento. Como se aborda en la parte de horneado 3.2.2, los imanes de la bomba permanente limitan la temperatura a la cual es posible hornear el sistema, por ello la bomba se monta sin imanes y se colocan después de la etapa de horneado.

3.1.1. Sistema de dispensadores

Los experimentos del laboratorio se realizarán con rubidio y la fuente que se utiliza son dispensadores, contienen una sal de rubidio y al suministrar una corriente emiten el rubidio. Estos dispensadores se encuentran en el sistema de vacío dentro de un tubo pequeño (con bridas de 1.33" de diámetro) unidos a un pasamuros para conectar con el exterior. Se optó por unir 8 dispensadores con un conector de barril de BeCu (figura 3.3), de esta forma es posible activar los dispensadores por parejas alimentando solamente los pines externos del pasamuros que correspondan.



Figura 3.3. Foto de los dispensadores que forman parte de la cámara de vacío. Se cambió el anillo de MACOR® por un conector de barril de BeCu.

3.2. Proceso de vacío

Una vez armada la cámara de vacío (figura 3.4) continuó realizar el proceso de evacuación, el cual se llevó a cabo en tres etapas: el bombeo primario, donde se expulsa la mayoría de gases dentro del sistema y se alcanzan presiones de $\sim 10^8$ mbar; el horneado, que acelera el proceso de desgasificación de los materiales; y el bombeo permanente, en el cual se alcanza la presión final/objetivo.

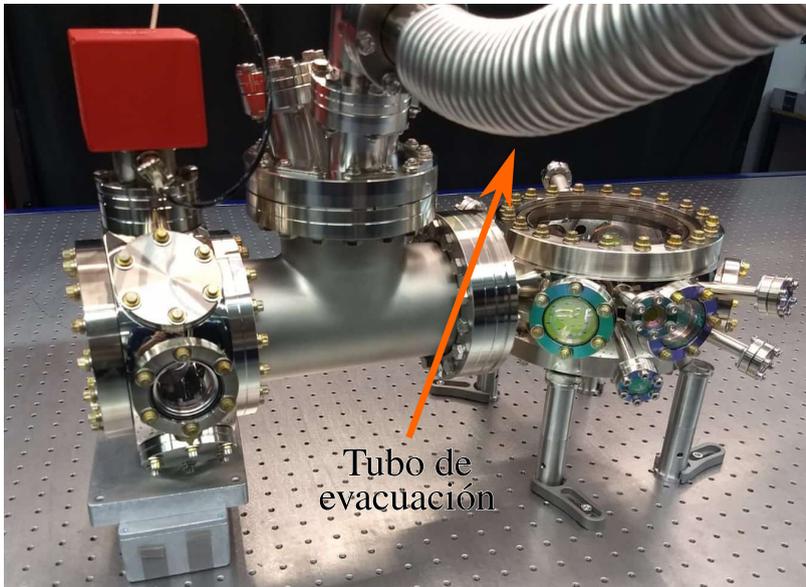


Figura 3.4. Cámara de vacío ensamblada y conectada para el bombeo primario a través del tubo señalado en imagen que conecta con la bomba de vacío.

3.2.1. Bombeo primario

La primera etapa de vacío se ejecutó con una Pfeiffer HiCube 80 Classic/MVP 070, una estación de bombeo con una bomba turbomolecular y una bomba mecánica de apoyo. Esta bomba se conecta a la cámara de vacío por medio de una válvula.

Durante esta etapa de bombeo primario se preparó la cámara para el horneado (ver 3.2.2): Primero se forró todo el sistema de vacío con una capa de papel aluminio y se utilizaron 6 cintas térmicas encima del forro colocadas alrededor de la cámara y 6 termopares adheridos en diferentes regiones del sistema, tanto las cintas como los termopares se conectaron a controladores de temperatura, mismos que a su vez se conectan a una computadora. Las cintas térmicas se distribuyeron por toda la cámara con el fin de que ésta se caliente de la forma más homogénea, puesto que los gradientes suficientemente altos de temperatura pueden fracturar algunas piezas, como pueden ser las ventanas o el material cerámico alrededor de los pines de los pasamuros.

La capa de papel aluminio sirve para mejorar la conductividad térmica alrededor de la cámara de vacío y homogeneizar la temperatura. Encima de esta capa y de las cintas térmicas se cubrió todo el sistema con fibra de vidrio y bolas de papel aluminio para aislar térmicamente el sistema (figura 3.5). Después de tres días de bombeo la presión bajó hasta 8.6×10^{-8} mbar a 20°C .



Figura 3.5. Fotos del sistema de vacío preparado para el horneado. Las cintas térmicas se colocan encima de la capa de papel aluminio que conduce mejor el calor (izquierda) y luego se cubre todo el sistema con fibra de vidrio y aluminio (derecha) para conservar la temperatura.

3.2.2. Horneado

Todos los materiales al ser expuestos a bajas presiones comienzan a liberar las partículas de gases que se encuentran dentro de su estructura. La presión a la cual comienza dicha emisión depende del material y de la temperatura. Esta *desgasificación* se puede considerar como una fuga, que impide disminuir la presión. Una vez sean expulsados gran parte de los gases dentro de los materiales, equivalente a una disminución de la fuga, la presión irá descendiendo a medida que estas partículas sean bombeadas. Hornear el sistema es el proceso por el cual se acelera la desgasificación de las piezas al calentar la cámara de vacío, pues aún con esto el proceso de vacío tarda varios días en completarse. En el laboratorio OCR se horneó a lo largo de más de 9 días.

El horneado se efectuó con ayuda de un programa que, a través de los controladores, modifica la temperatura a la cual se calientan las cintas y monitorea la temperatura de la cámara de vacío con los termopares (figura 3.6). Antes de ejecutar las rutinas de calentamiento y enfriamiento del horneado se realizaron pruebas de la respuesta térmica del sistema: el programa puede ordenar que las cintas se calienten a determinada temperatura, pero la cámara de vacío puede exceder esa temperatura debido a la inercia térmica de las piezas. Lo anterior debe evitarse para poder calentar la cámara cerca del límite de temperatura impuesto por las piezas del sistema y no superarlo. En la tabla 3.1 se enlistan estos límites, como se observa los imanes de la bomba NEXTorr fijan la temperatura máxima. Sin los imanes de la bomba de vacío se tiene una cota superior de 200°C pues la mayoría de las ventanas del sistema de vacío tienen recubrimiento antirreflejante a 480 nm, 780 nm y 1020 nm.

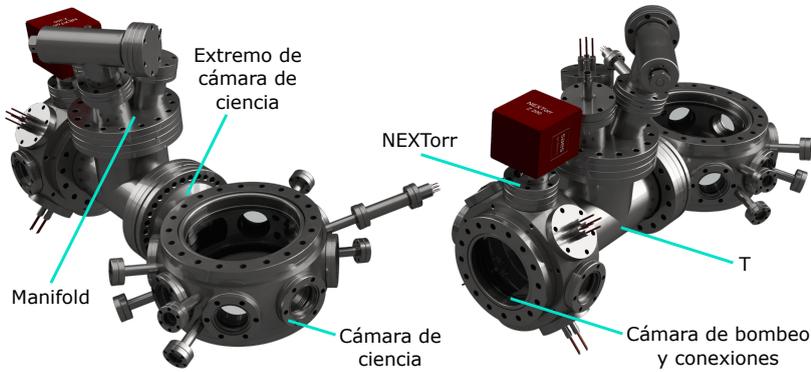


Figura 3.6. Ubicación donde se han colocado los termopares para controlar y monitorear la temperatura en diferentes regiones del sistema de vacío.

Cuadro 3.1. Límites de temperatura de las piezas que conforman la cámara de vacío.

Material	Temperatura [°C]
Ventanas con recubrimiento	200
Ventanas sin recubrimiento	400
Bomba NEX Torr con imanes	150
Bomba NEX Torr sin imanes	250
Cables de la bomba	200
Pasamuros	450
Válvula abierta/cerrada	450/300

3.2.2.1. Control y monitoreo de temperatura

El resultado de la primera prueba de calentamiento y enfriamiento se muestra en la figura 3.7. La rutina se inició en la primera recta vertical blanca, tuvo una duración de 50 min y se observa que, con la configuración inicial de los controladores PID, después de alcanzarse la temperatura final de la rutina de 50 °C las piezas continuaron calentándose. Cuando se inicio el enfriamiento en la segunda recta vertical blanca las distintas regiones se enfriaron a diferentes ritmos, más aún, la cámara de ciencia permaneció calentándose por 35 min más hasta los 69 °C.

Una manera de mejorar el control de temperatura es prolongar el tiempo que toma la rutina al cambiar de temperatura, es decir, reducir la tasa de calentamiento. Esta acción mejoró la etapa de calentamiento de las piezas excepto de la cámara de ciencia cuya temperatura oscilaba y excedía el límite establecido en el programa. Durante el enfriamiento se tuvieron comportamientos más dispares, la bomba NEX Torr es la pieza que se enfrió con mayor celeridad. Lo anterior se puede observar en la figura 3.8.

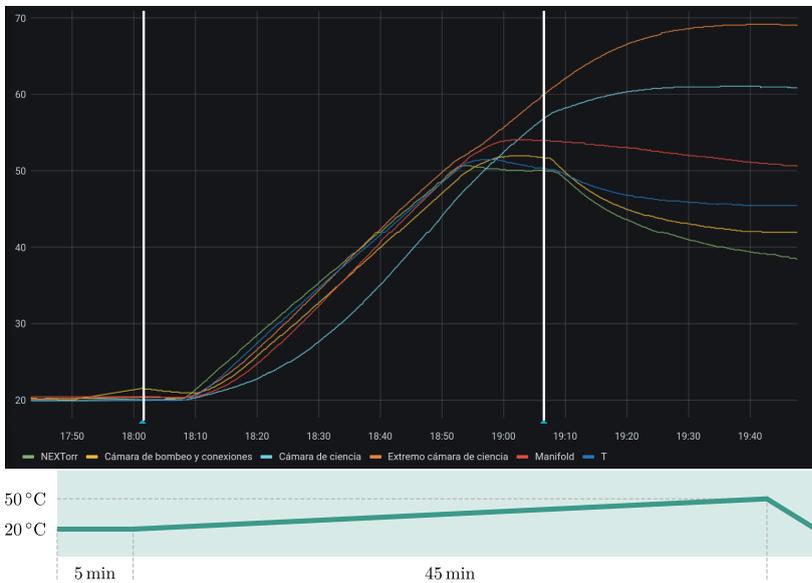


Figura 3.7. Temperatura de diferentes regiones de la cámara de vacío en función del tiempo.

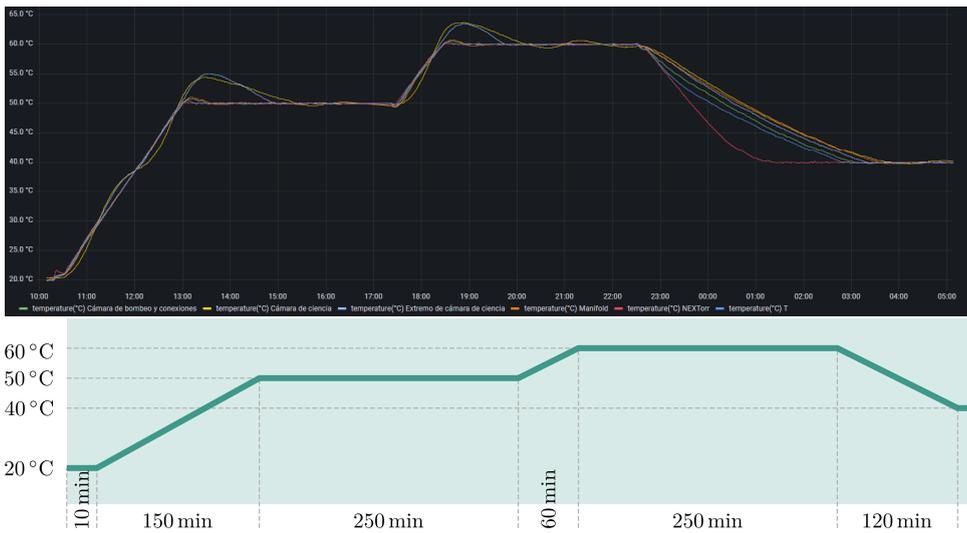


Figura 3.8. Segunda prueba de calentamiento y enfriamiento: temperatura ambiente \rightarrow 21 °C en 10 min \rightarrow 50 °C en 150 min; de 50 °C a 60 °C en 60 min; de 60 °C a 40 °C en 120 min.

Las oscilaciones en la temperatura de la cámara de ciencia del sistema de vacío se mantuvieron independiente del tiempo dado para cambiar de una a otra temperatura. Las curvas de temperatura de la cámara de ciencia se estabilizaron ajustando los parámetros PID de su controlador, en concreto se aumentaron los valores de *banda proporcional* y de *ganancia proporcional*.

La rutina que se utilizó para el horneado se visualiza en la figura 3.9. Durante la ventana de tiempo de 280 min a 80 °C se descubrieron la bomba NEX Torr y el pasamuros de los dispensadores, esto con el fin de colocar los imanes de la bomba y activar los dispensadores.

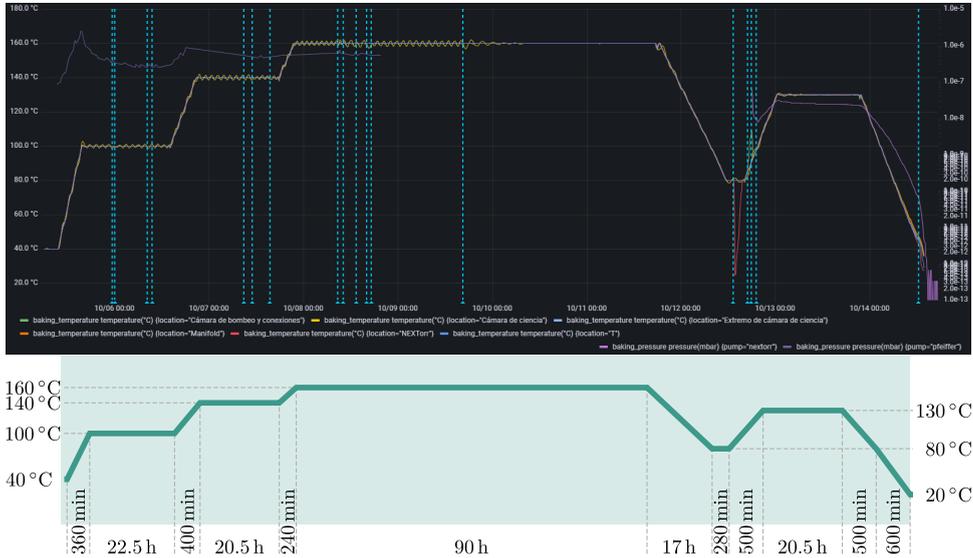
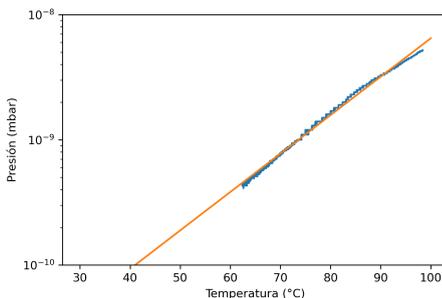


Figura 3.9. Temperatura y presión durante el proceso completo de horneado.

Los datos de presión obtenidos a través de la fuente de poder de la bomba NEX Torr indicaron que se alcanzó el fondo de la escala de presión (10^{-10} mbar) en la última etapa del horneado, cuando se enfrió de 80 °C a 20 °C. De acuerdo a un ajuste exponencial de estos datos se estima una presión dentro de la cámara de vacío de 2.3×10^{-11} mbar a 20 °C (figura 3.10).



(a)



(b)

Figura 3.10. (a) Ajuste (naranja) de la presión en función de la temperatura según los datos obtenidos en la última etapa de enfriamiento. (b) Foto de la fuente de la bomba permanente. El asterisco en la pantalla indica que la presión real está por debajo de la escala, es decir, por debajo de 1.0×10^{-10} mbar.

3.2.2.2. Activación de los dispensadores

Activar los dispensadores consiste en suministrar corriente para que se inicie la emisión de rubidio. Para ello se suministró corriente, de 1 A a 5 A en 5 pasos con duración de 1 min cada uno. Una vez activados los dispensadores se pueden utilizar para la emisión controlada de rubidio: variando la corriente suministrada a los dispensadores se modifica la presión dentro de la cámara de vacío, dicho cambio en la presión es moderado y mantiene una presión estacionaria, esto es, la presión no aumenta continuamente sino que alcanza un valor fijo y se conserva el ultra alto vacío.

Es necesario activar los dispensadores durante la etapa de bombeo primario (ver figura 3.9) puesto que al hacerlo se libera gran cantidad de rubidio y de contaminantes en la superficie de los dispensadores. Es preferible que la estación de bombeo extraiga estas partículas en lugar de la bomba permanente NEXTorr, prolongando su vida útil.

3.2.3. Bombeo permanente

La etapa final del proceso de vacío es el encendido de la bomba permanente. Esta bomba se mantiene encendida todo el tiempo para conservar la ultra baja presión dentro de la cámara, ya que ningún sistema es perfectamente hermético y sin esta bomba las fugas que existen aumentarán la presión gradualmente. La bomba que se utilizó para este propósito es una NEXTorr Z 200 (figura 3.11) que tiene una bomba iónica con un cartucho NEG.

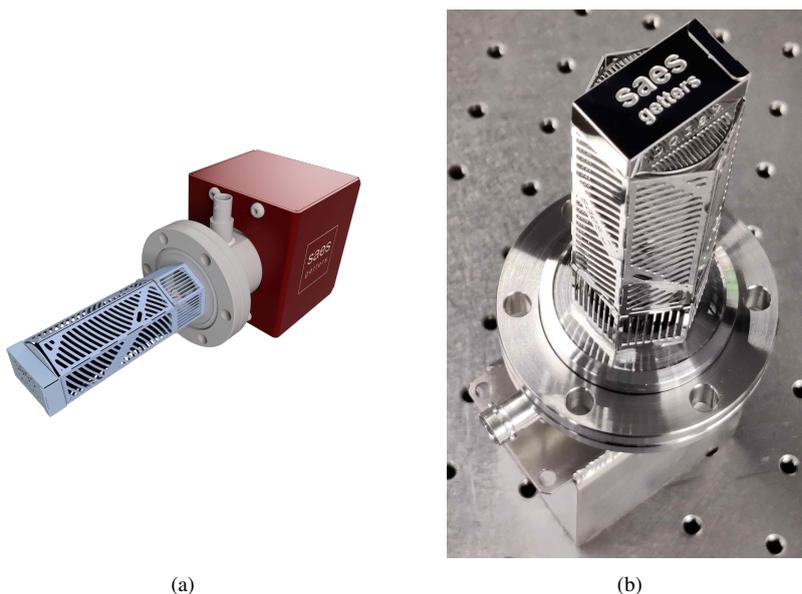


Figura 3.11. (a) Modelo 3D de la bomba permanente. (b) Bomba permanente NEX-Torr Z 200 sin imanes.

Para activar la bomba primero se encendió la parte iónica, lo cual se realizó después de la colocación de los imanes durante la ventana de enfriamiento de 80°C (figura 3.9). Debido a impurezas que pueda tener la bomba es necesario prender la parte iónica un par de minutos, apagarla y repetir esto algunas veces con el objetivo de limpiarla, todo esto con la bomba primaria aún encendida. Este procedimiento se conoce como *flashear* la bomba.

Posteriormente se activó el NEG a 60 W por 1 h. Una vez que la presión indicada por la fuente de la bomba NEX Torr fue de 1.0×10^{-8} mbar se cerró la válvula que conectaba con la bomba primaria para desconectarla de la cámara de vacío. Finalmente, cuando la temperatura de la cámara se encontraba alrededor de los 45°C en la última fase (enfriamiento) del proceso de horneado y una presión $< 1.0 \times 10^{-10}$ mbar (figura 3.10b) se apagaron las cintas térmicas y se desenvolvió la cámara paulatinamente, quitando el papel aluminio y la fibra de vidrio.

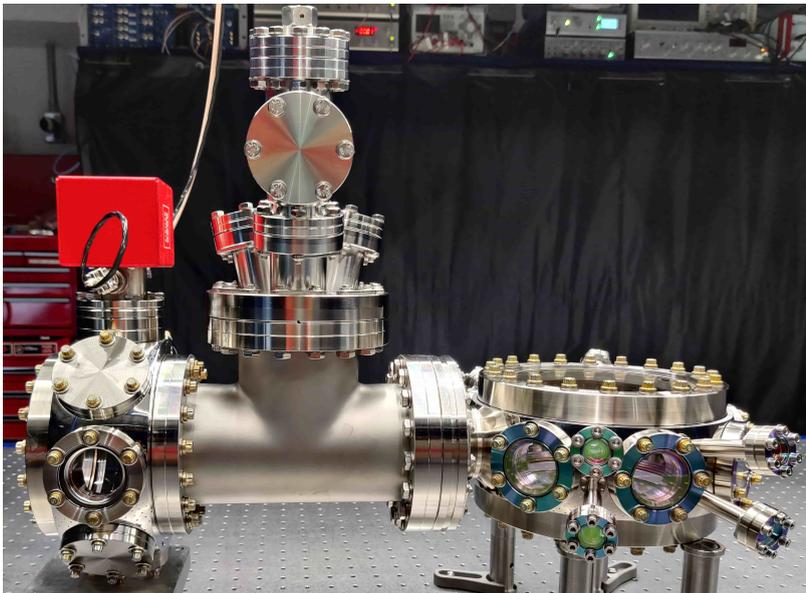


Figura 3.12. Cámara de vacío ensamblada y preparada. Presión interna menor a 1.0×10^{-10} mbar con dispensadores de rubidio activados pero apagados.

Capítulo 4

Trampa Magneto-Óptica

Con la cámara de vacío lista y a ultra alto vacío lo siguiente es tener una nube de átomos fríos de rubidio localizada. La MOT es una trampa muy robusta que se puede caracterizar llevando a cabo diversas mediciones, como modificar la potencia de los haces, variar la intensidad del campo magnético o el tiempo de carga de la nube, cambiar el desintonamiento de los haces láser entre otros. Con lo anterior los experimentos se hacen con un número de átomos que se puede controlar y a una distribución de velocidades determinada.

4.1. Realización de la MOT

Para hacer la MOT se necesita el campo magnético cuadrupolar generado por las bobinas, la luz láser que servirá para enfriar a los átomos y la luz de *rebombeo*: existe una probabilidad de que el haz de enfriamiento excite átomos a un estado distinto, por ejemplo para ^{87}Rb del estado $F = 2$ a $F' = 2$, posteriormente decaer al estado $F = 1$. El haz de rebombeo sirve para reincorporar estos átomos a la transición de enfriamiento. Por consiguiente, la longitud de onda de estos láseres es diferente y depende del isótopo de rubidio que se quiera atrapar en la trampa. La transición a partir de la cual se desintonizan estos láseres se muestra en la figura 4.1.

El desintonamiento de los haces requerido para hacer la MOT es parte de los parámetros que se varían en la caracterización de la trampa (ver 5.2).

En el laboratorio de OCR la luz láser se genera en una mesa óptica completamente dedicada a este propósito, mientras que la cámara de vacío se encuentra ubicada en otra mesa óptica. Por ende, se utilizan fibras ópticas para tener la luz láser en la mesa de la cámara de vacío. Estas fibras son monomodo para mantener la polarización de la luz, la cual es importante para efectuar el enfriamiento de los átomos.

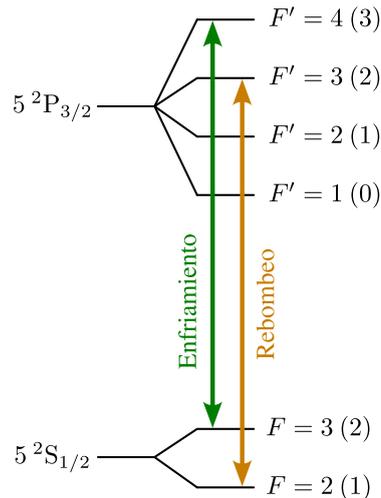


Figura 4.1. Transiciones involucradas en la MOT utilizando la línea D₂. Sin paréntesis los subniveles de ^{85}Rb y en paréntesis de ^{87}Rb .

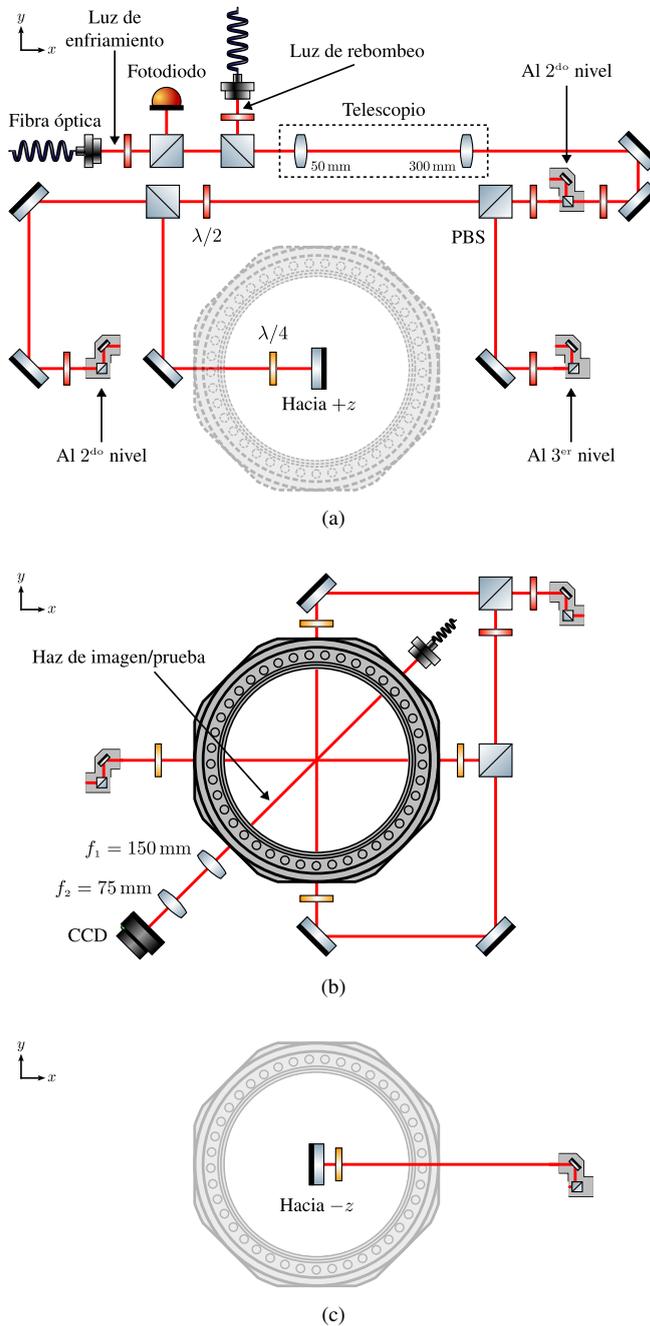


Figura 4.2. Montaje optomecánico para distribuir los haces de luz de los láseres de enfriamiento y rebombeo para la MOT. (a) Componentes ópticos a nivel de la mesa óptica donde se encuentra la cámara de vacío. (b) Segundo nivel a la altura de la cámara de ciencia donde se forma la nube de átomos fríos. (c) Tercer nivel por encima de la cámara de ciencia para mandar el haz que va de arriba a abajo ($-z$).

4.1.1. Montaje optomecánico

La MOT que se realizó consta de luz láser en tres ejes ortogonales. Una forma de realizarlo es dividiendo la luz que llega de las fibras ópticas en 3 haces y retroreflejarla, o dividiendo la luz en 6 haces. En el laboratorio de OCR se utilizó la segunda opción, en la figura 4.2 se muestra una representación gráfica de los componentes ópticos utilizados para dirigir la luz de enfriamiento y rebombeo hacia la cámara de ciencia. En la figura 4.3 una foto del sistema de vacío con la optomecánica circundante.

En primer lugar, se combina la luz de enfriamiento y la de rebombeo con un cubo divisor de haz por polarización, este haz láser combinado pasa a través de un telescopio para aumentar de tamaño a 1" de diámetro y así tener una región de MOT grande. Una vez ampliado el tamaño del haz se utilizan divisores de haz por polarización (PBS) precedidos de una lámina de onda de $\lambda/2$ para ajustar la potencia de luz que sale de cada divisor con ayuda de un medidor de potencia. De esta manera se consiguen los seis haces dentro de la cámara de ciencia con potencias iguales.

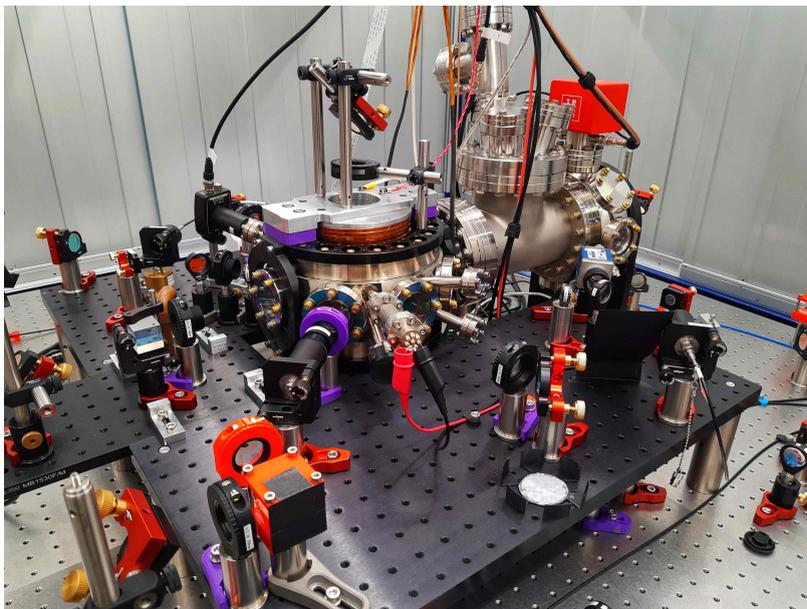


Figura 4.3. Foto del sistema de vacío y la optomecánica circundante.

4.1.2. Bobinas

El campo magnético cuadrupolar se genera usando dos bobinas idénticas con corrientes en direcciones opuestas (figura 4.4a). La construcción de las bobinas se realizó con un cable de cobre plano, con sección transversal de 4 mm por 1 mm, recubierto de Kapton como material aislante. Para montar las bobinas en el sistema de control se diseñaron soportes que se muestran en la figura 4.5a, dichos esqueletos albergan los carretes de metal donde se hizo el embobinado.

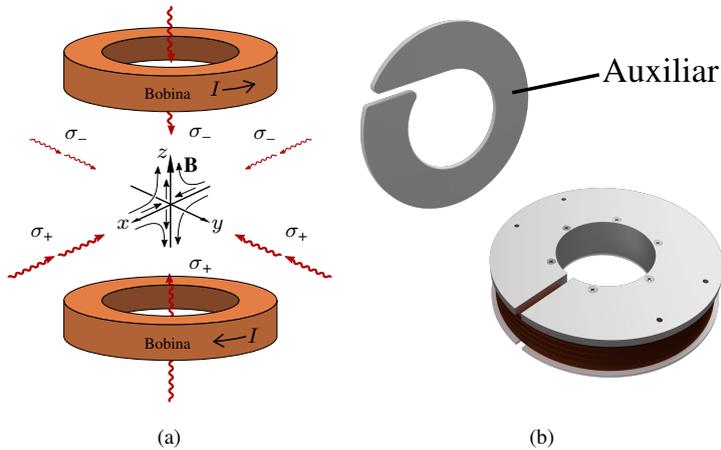


Figura 4.4. (a) Una MOT está formada de tres pares de haces láser que tienen los estados de polarización necesarios e intersecan en el centro de las bobinas donde el campo magnético se anula. (b) Carrete para alojar la bobina.

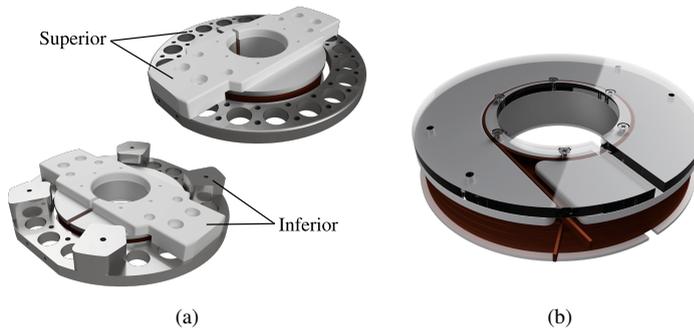


Figura 4.5. (a) Soportes de las bobinas diseñados para colocarlas en la cámara de vacío. El soporte inferior cuenta con 4 patas para fijar los postes que sostienen la cámara de ciencia. (b) Carrete con tapa superior translúcida donde se muestra el uso de la pieza auxiliar durante el embobinado.

Los carretes (figura 4.4b) están diseñados para hacer bobinas, con el cable plano antes mencionado, de 5 vueltas longitudinales y 24 vueltas radiales, 7.5 cm de diámetro interno y 2.88 cm de ancho. En el bobinado se utilizó una pieza temporal (pieza auxiliar, figura 4.4b) para impedir enrollar cable donde se encuentra esta pieza, al finalizar el arrollamiento del cable en el resto del carrete se retiró la pieza temporal y se bobinó la parte restante. Dado que es un número par de vueltas radiales se logra que ambos extremos del cable que forma la bobina queden juntos, esto hace que el campo producido por las terminales de las bobinas se cancele y no afecte a los átomos, además de facilitar la conexión de las bobinas a las fuentes que entregarán la corriente.

Se calcula que el gradiente de campo por unidad de corriente al centro de las dos bobinas, ya montadas en la cámara de ciencia, es 1.19 G/(cm A) (figura 4.6b).

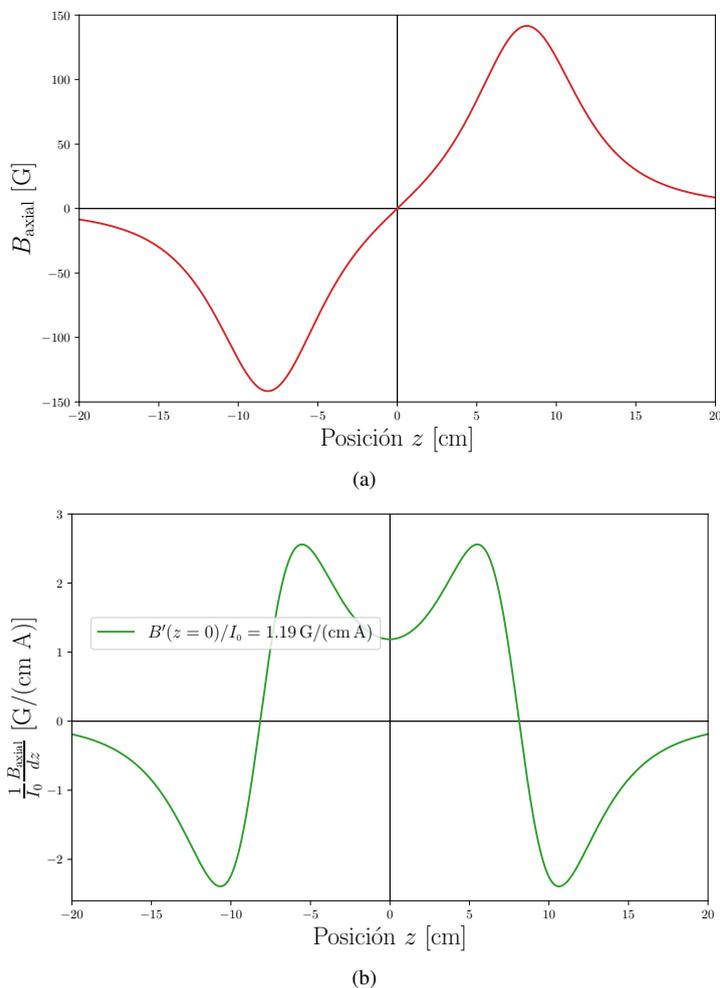


Figura 4.6. Campo magnético y gradiente por unidad de corriente en la dirección axial de las bobinas. El valor I_0 es la corriente suministrada a las bobinas.

Con las bobinas colocadas en la cámara de vacío y conectadas en serie a una fuente (BK Precision 1688B 18 V, 20 A con entrada analógica) es necesario caracterizar la corriente en las bobinas en función del voltaje que se manda a su fuente a través de un canal analógico del Sistema de Control (ver sección 4.2). La ecuación que describe lo anterior es la siguiente

$$I_{\text{bobinas}} = 11.43V_{\text{SC}} - 2.773 \tag{4.1}$$

Con la ecuación 4.1 se puede notar que existe un voltaje mínimo a partir del cual comienza la circulación de corriente, esto es, para valores de voltaje $V_{\text{SC}} \leq 2.773/11.43$ V en el sistema de control la corriente en las bobinas es cero.

4.1.2.1. Apagado rápido del campo magnético

Una parte importante de los experimentos con átomos fríos que se realizan en el laboratorio es dejarlos libres de interacciones externas, apagando la MOT, para realizar imagen o para transferirlos a otra trampa. Apagar la fuente de los láseres no es viable puesto que éstas anclan la luz a determinada frecuencia, por ello se utilizan moduladores acusto-ópticos (AOM, por sus siglas en inglés) para desviar la luz (ver 4.2.1). En concreto, los haces láser acoplados a las fibras ópticas que los llevan de una mesa óptica a la otra son el orden de difracción -1 de los AOM. Al apagar los AOM desde el sistema de control los haces no se difractan, desacoplándose de las fibras.

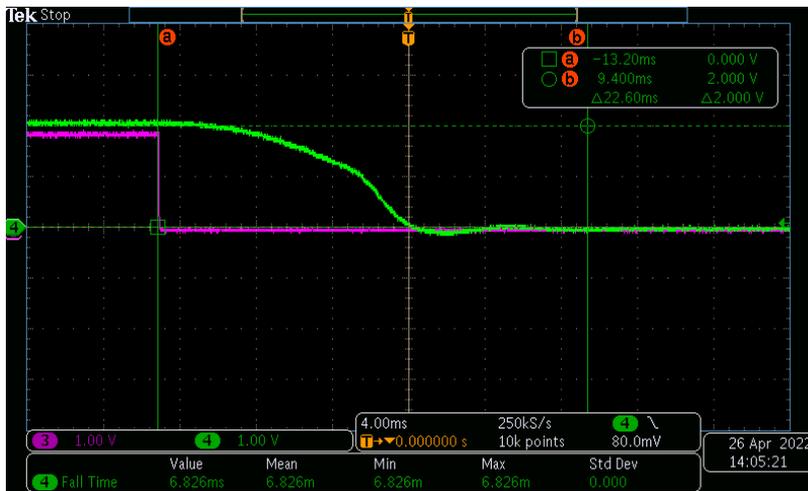


Figura 4.7. Imagen generada por un osciloscopio. Se captura la señal digital (morada) que ordena el apagado de la fuente de las bobinas, y la señal de la corriente en las bobinas (verde). Como se observa, la corriente en las bobinas va a 0 aproximadamente 13 ms después de enviarse la señal digital, se estabiliza en 0 luego de 22 ms. Las bobinas tardan en apagarse.

También es posible apagar la fuente de las bobinas con el sistema de control, sin embargo, la inductancia que poseen las bobinas provoca que la corriente en éstas permanezca durante cierto tiempo, lo cual mantiene el campo magnético sobre los átomos, aunque con menor intensidad. El tiempo medido que tardan en apagarse las bobinas es ~ 20 ms (figura 4.7), demasiado lento para los experimentos que se realizan. Lo anterior se debe a que, por ejemplo, una forma de medir la temperatura de una nube de átomos fríos es capturando la expansión balística de la nube en caída libre, los tiempos típicos que se dejan los átomos en expansión es del orden de los 5 ms. Las bobinas al apagarse a los 20 ms hacen irrealizable tales mediciones. Para apagar de forma rápida el campo magnético es necesario mantener una corriente en las bobinas pero en sentido opuesto, esto se logra con el circuito electrónico de la figura 4.8.

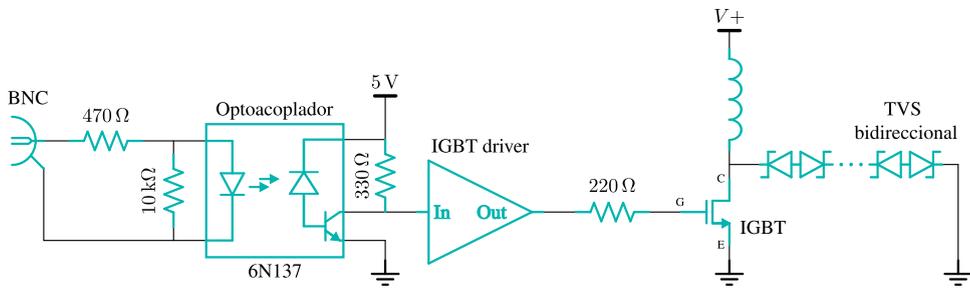


Figura 4.8. Esquema eléctrico del circuito para apagar rápidamente las bobinas.

Principio del funcionamiento: El circuito (figura 4.8) se compone, principalmente, de un optoacoplador, y transistor IGBT con su controlador (*driver* en inglés) y diodos TVS en serie, además de la inductancia que son las bobinas. El optoacoplador sirve para aislar la parte digital (la señal TTL del sistema de control que se manda a través del BNC) de la parte analógica (el resto del circuito, las fuentes de voltaje y las bobinas), esto es, se evitan altos voltajes hacia el sistema de control. El transistor IGBT sirve como un interruptor rápido que deja pasar corriente entre el colector (C) y el emisor (E) cuando hay voltaje entre el *gate* (G) y el emisor (E), esto permite que la corriente en la bobina vaya de $V+$ al emisor. Sin los diodos TVS y cuando el IGBT permite el flujo de corriente, al apagar la fuente de las bobinas el voltaje en las bobinas caería exponencialmente. Esta disminución del voltaje provoca que la corriente tarde en abandonar las bobinas, lo que deriva en el apagado lento del campo magnético. Los diodos TVS sirven para mantener un voltaje fijo entre el colector y la bobina: para apagar las bobinas rápidamente se cierra el IGBT, esto provoca un incremento del voltaje entre la bobina y el colector. Dicho voltaje se reduce y mantiene a un valor *fijo* gracias a los TVS, con lo cual la corriente abandona las bobinas con mayor celeridad. El valor al cual se mantiene el voltaje aumenta al conectar varios TVS en serie, lo cual resulta en menor tiempo de apagado de las bobinas. En la tabla 4.1 se resumen los valores obtenidos en el laboratorio.

4.2. Sistema de control

Como se ha dicho anteriormente, el sistema experimental depende de diversos dispositivos, como lo son los AOMs, el circuito de apagado rápido de las bobinas, las DDS (circuitos para modificar la frecuencia de los láseres). Para estos y futuros dispositivos que se deseen agregar se utilizan salidas de voltaje digitales y analógicas comunicadas con un FPGA de M-Labs, mismo que se controla con una computadora Ubuntu a través de su software propio, ARTIQ. Para crear las secuencias experimentales se utilizó un programa hecho en el laboratorio de OCR que, en conjunción con el software ARTIQ, envía las rutinas que luego el FPGA convierte a las salidas de voltaje. A este software casero se denominará *programa de control* en el resto de este trabajo.

Cuadro 4.1. Tiempo de apagado de las bobinas con el número de diodos TVS.

Diodos TVS	Tiempo de apagado (μ s)
1	172
2	98
3	61
4	45
5	34
6	28
7	24
8	20

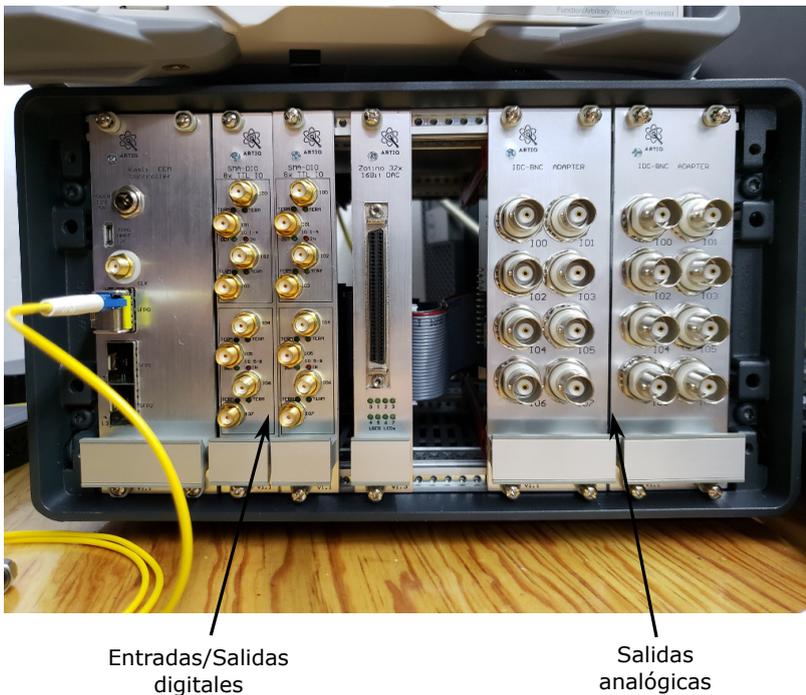


Figura 4.9. Sistema de control de M-Labs. Posee conexiones SMA y BNC para las entradas/salidas digitales y salidas analógicas, respectivamente.

4.2.1. AOMs

Los moduladores acusto-ópticos (AOM) son dispositivos que generan ondas de sonido en un cristal a su interior, esto crea regiones de mayor y menor densidad en el medio según los nodos y máximos de la onda acústica, es decir, una modificación espacialmente

dependiente que cambia el índice de refracción en el medio donde se encuentra la onda. Por lo anterior, la luz láser que atraviesa el AOM se dispersa e interfiere dando como resultado que se difracte, esto es, la modulación dentro del cristal actúa como rejilla de difracción y cuya intensidad en los diferentes órdenes se puede modificar cambiando la amplitud de la onda acústica.

Los AOMs se manejan a través de un controlador casero que se conecta al sistema de control. Mediante canales digitales del sistema de control se prenden y apagan los AOMs, manejando de esta forma los intervalos de tiempo en los que los láseres están acoplados o desacoplados de las fibras ópticas durante las secuencias. Con canales analógicos se modifica la amplitud con la que los AOMs difractan la luz, es decir, la intensidad de los haces láser en determinado orden de difracción.

4.2.2. Obturadores

Utilizando solamente los AOMs para apagar la luz láser dentro de la cámara de ciencia no es suficiente. A pesar de la rapidez que poseen los AOMs para desviar los láseres, una pequeña porción de luz entra en las fibras ópticas, llega a la región de la MOT y afecta la expansión libre de los átomos. Esto se ve reflejado en gráficas preliminares del número de átomos y la temperatura de la nube. Con el número de átomos a bajas intensidades se obtuvieron errores muy grandes, por otro lado en el cálculo de la temperatura se observó, en las imágenes correspondientes a tiempos de vuelo cortos (~ 1 ms), que la nube de átomos era grande con temperatura alrededor de $800 \mu\text{K}$.

Utilizando obturadores, igualmente conectados al sistema de control, se bloquea el paso del orden de difracción -1 de los AOMs. Estos se abren cuando la luz láser correspondiente es requerida sobre los átomos según la secuencia programada. Al implementar los obturadores mejoraron las medidas preliminares, el error en el número de átomos a bajas intensidades en el haz de imagen disminuye notablemente y la temperatura calculada de la nube atómica en la MOT es mucho menor. Lo anterior indica que la luz de enfriamiento que se filtra empuja a los átomos incrementando su temperatura. Con los obturadores se minimizan estos efectos al bloquear directamente los láseres.

4.3. Adquisición de imágenes

La adquisición de imágenes se efectúa mediante una cámara *pco.pixelfy USB* con un sensor CCD de resolución 1392×1040 píxeles y $6.45 \mu\text{m} \times 6.45 \mu\text{m}$ el tamaño de los píxeles. Como se abordó anteriormente (sección 2.3) se necesita mandar luz láser hacia los átomos, estos últimos generan una sombra en la imagen de intensidad de la luz. Se utilizaron lentes de $f_1 = 150$ mm y $f_2 = 75$ mm como telescopio para enfocar la luz sobre la CCD (figura 4.2b). Este *haz de imagen* se ubica en un eje diferente a los brazos de la MOT (figura 4.2b) y es de la misma longitud de onda que el haz de enfriamiento.

4.3.1. Programa de adquisición de imágenes

La cámara pco.pixelfly posee su propia librería que puede ser utilizada con Python para controlar la cámara, en el laboratorio de OCR se creó una interfaz gráfica basada en PyQt que sirve para la adquisición de imágenes y que se nombrará *programa de adquisición* de imágenes, figura 4.10. Dicho programa prepara la cámara en modo de espera para tomar imágenes al recibir un *trigger* de alguna fuente externa, en el caso del laboratorio el programa de control indica en qué momento de una secuencia la cámara captura las imágenes. Con el método de imagen por absorción se requieren de tres imágenes: luz, luz con átomos y oscuridad (luz de fondo). El sistema de control ordena a la cámara a tomar estas fotos y una foto adicional de la fluorescencia de los átomos mientras se encuentran capturados en la MOT.

Además, la interfaz casera permite la selección del área de interés y la región de corrección donde no hay átomos para procesar las imágenes y obtener la densidad óptica (ver 2.3.1). La región de interés se utiliza para obtener información, como el número de átomos o la temperatura de la nube, pero las imágenes se almacenan en bruto con el fin de guardar la información completa.

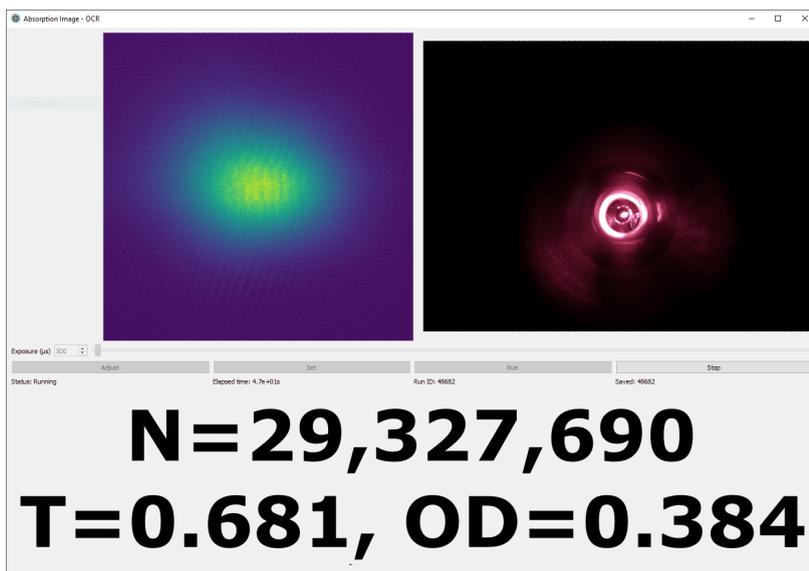


Figura 4.10. Interfaz gráfica del programa de adquisición de imágenes mientras está corriendo una secuencia experimental. Se observa que la forma de la nube de átomos no es gaussiana.

El programa de adquisición de imágenes muestra en su interfaz la imagen de la OD y una imagen en tiempo real de la fluorescencia de la nube de átomos en la MOT. Por cada imagen de OD que se obtiene con el programa se generan los archivos que contienen la información necesaria para obtener dicha OD. De estos archivos se pueden extraer las imágenes de los perfiles de intensidad de la ecuación 2.18, en la figura 4.11 se muestra una representación gráfica de esta ecuación.

$$-\ln \left[\frac{\begin{array}{c} \text{[Image 1]} - \text{[Image 2]} \\ \text{[Image 3]} - \text{[Image 4]} \end{array} \right] = \text{[Image 5]}$$

Figura 4.11. Representación con imágenes de la ecuación 2.18. En la imagen de la sombra de los átomos se captura la luz de fondo y la luz del haz de imagen que no atraviesa la nube de átomos. Después de la fórmula se obtiene una imagen de la densidad óptica de la nube mucho más nítida.

Capítulo 5

Caracterización de imagen y optimización de la MOT

Para realizar experimentos con átomos fríos es indispensable conocer las características de la propia nube atómica atrapada con la MOT y optimizar la trampa para tener mayor densidad atómica y menor temperatura. Conocer los parámetros de la trampa así como las características de los átomos capturados es fundamental para la reproducibilidad de las mediciones. Para obtener información de los átomos se utilizan imágenes por absorción en el régimen de baja intensidad (sección 2.3.1). Por ello, es necesario verificar en primer lugar que la intensidad del haz de imagen sea menor que la intensidad de saturación I_{sat} de la transición atómica. Para esto se tomaron las tres imágenes necesarias: luz sin átomos atrapados, luz con átomos en la MOT y de oscuridad. Las tres imágenes se analizan en una región contenida en la sombra de los átomos. Con las imágenes se generan arreglos bidimensionales (apéndice A) I , I_B y I_D respectivamente y se obtiene la transmitancia T (ecuación 2.17). El procedimiento previo se repitió variando la intensidad del haz de imagen. La figura 5.1 muestra el resultado obtenido

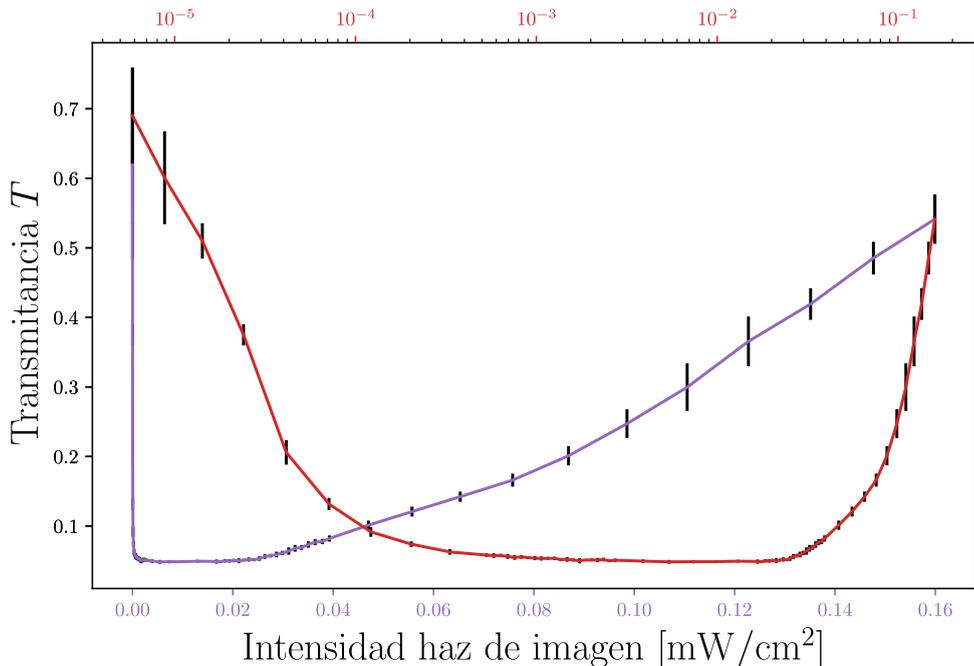


Figura 5.1. Transmitancia del haz de imagen a través de la nube de átomos en función de la intensidad del haz. Se muestra la gráfica en escala lineal (morado) y logarítmica (rojo).

Se puede observar de la gráfica anterior que la intensidad máxima empleada en la medición (intensidad pico suponiendo un haz gaussiano) es $\sim 0.16 \text{ mW/cm}^2$, resultado que es menor a la intensidad de saturación de $^{87}\text{Rb}^{35}$ (1.7 mW/cm^2). A pesar de cumplir con la condición de baja intensidad la CCD se satura, provocando que en las imágenes con átomos la cámara no sea capaz de resolver la sombra de la nube, lo cual resulta en un aumento de la transmitancia. En la figura 5.2 se muestra un ejemplo por computadora de una imagen con la sombra de los átomos y otra similar pero simulando la saturación de la CCD.

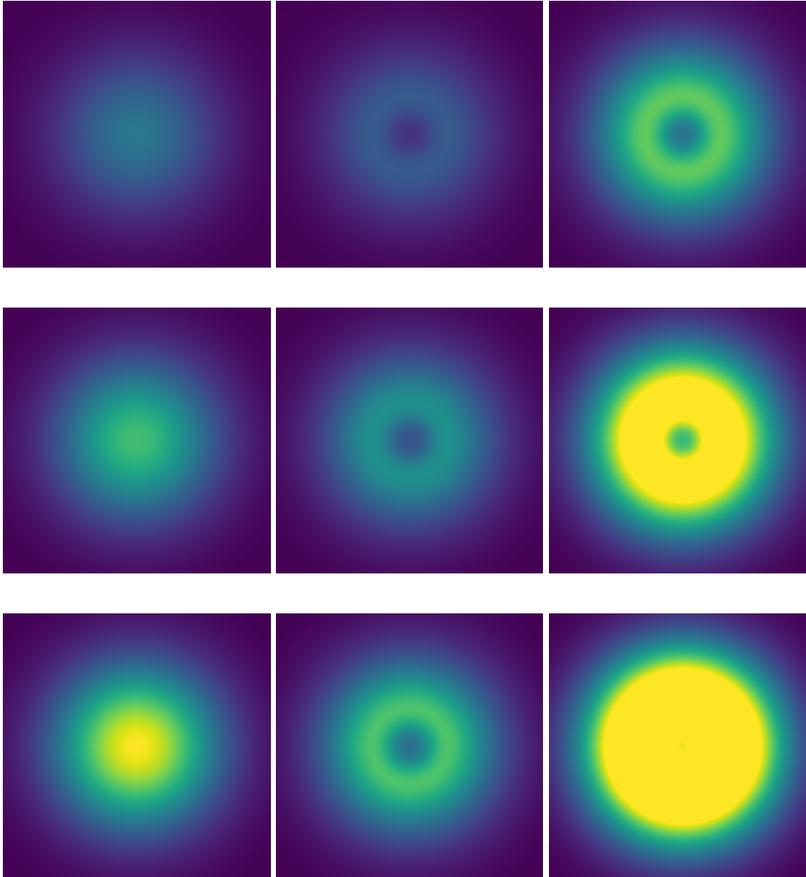


Figura 5.2. Simulación de la saturación de la CCD de la cámara. Por filas se simula el mismo haz gaussiano con diferentes intensidades. De izquierda a derecha, la primera columna es el perfil de intensidad del haz sin obstrucciones, la segunda columna emula la nube de átomos frente al haz de luz. La tercera columna es igual que la segunda con la restricción de mostrar con el mismo valor todos los puntos que superan determinada cifra.

La figura 5.2 muestra cómo cambia el perfil de intensidad debido a la saturación de una cámara. Con base en esto, se realiza una simulación de la curva de transmitancia (figura 5.3) teniendo en cuenta la saturación de la cámara y también que a intensidades

muy bajas el ruido domina, de forma que la cámara es incapaz de resolver la sombra de los átomos de manera eficaz. Lo anterior se simula como una transmitancia medida T de la forma $T = (T' I_{im} + R)/(I_{im} + R)$, donde T' es la transmitancia sin el ruido promedio R de la imagen, I_{im} es la intensidad del haz de imagen. Es posible que las diferencias entre la simulación y los datos sean consecuencia de tratar al haz y la distribución de los átomos en la MOT gaussianos en la simulación.

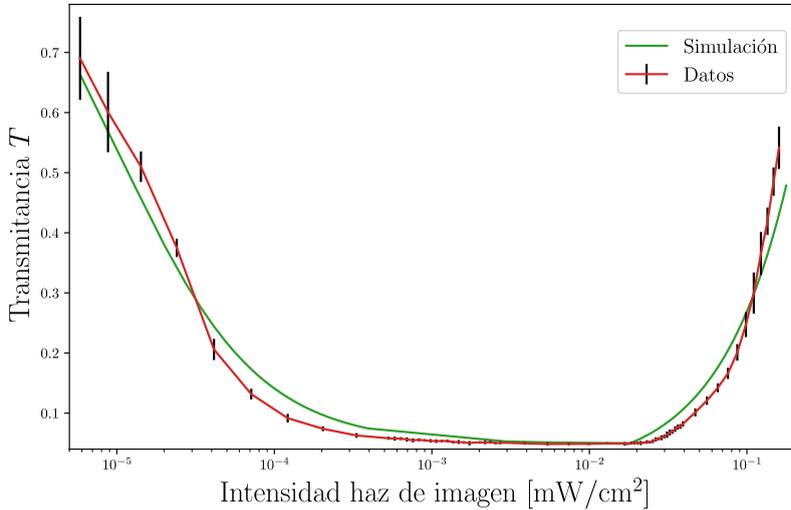


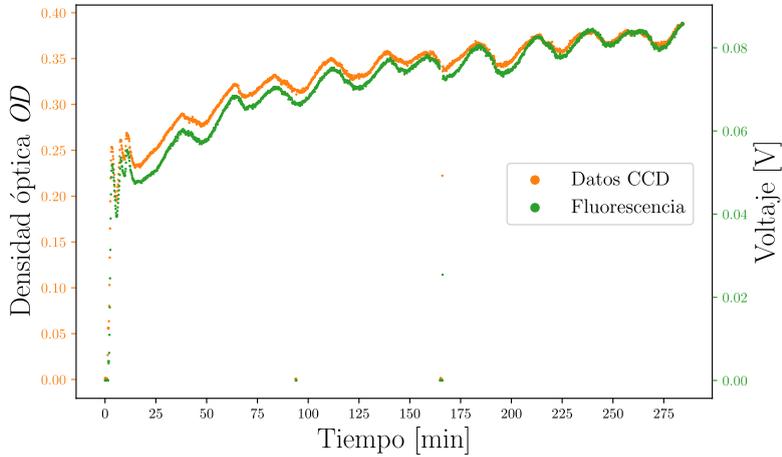
Figura 5.3. Transmitancia de un haz láser gaussiano bloqueado por un conjunto de átomos con distribución espacial gaussiana. En la simulación se modela la transmitancia afectada por el ruido R al capturar imágenes para intensidades bajas $T = (T' I_{im} + R)/(I_{im} + R)$ y la saturación de la cámara con mayores intensidades. El valor de R de acuerdo a la simulación es $R = 10.657 \text{ nW}/\text{cm}^2$.

5.1. Estabilización de la nube atómica

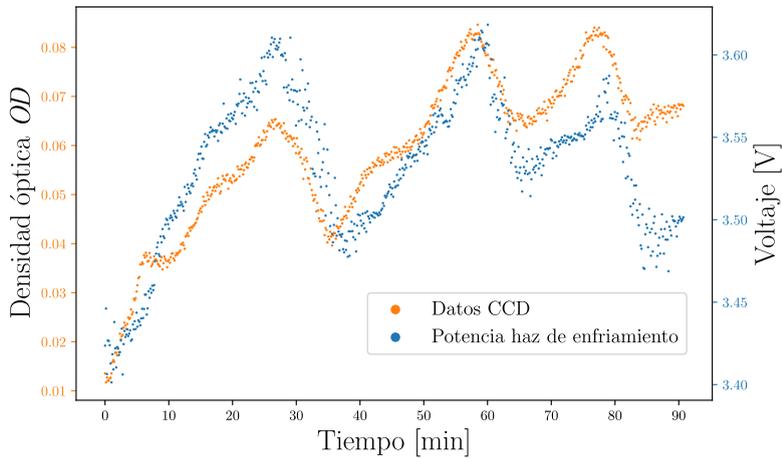
Uno de los factores a tener en cuenta con el fin de poder realizar experimentos es el tiempo que tarda en estabilizarse el número de átomos atrapados en la MOT al cambiar la corriente suministrada a los dispensadores. Conocer este parámetro es importante pues proporciona el tiempo que se debe de esperar para reanudar experimentos cuando se haya modificado la corriente en los dispensadores. La realización de mediciones durante el intervalo de estabilización generará datos que son incorrectos respecto a los parámetros del experimento pues la nube atómica estará en un estado dinámico en lugar de ser estacionario.

En primer lugar se midió el tiempo de estabilización encendiendo la fuente que alimenta a los dispensadores hasta 3.68A, esto es, pasando de 0A a 3.68A de forma inmediata. Se hicieron dos mediciones simultáneas, una capturando imágenes y la otra con ayuda de un fotodiodo midiendo la fluorescencia de la nube antes de soltarla en caída libre para las fotos. Las imágenes se utilizan para calcular la densidad óptica (OD) mien-

tras que los datos del fotodiodo se adquieren de un osciloscopio al cual está conectado el fotodiodo. Debido al súbito ascenso de corriente en los dispensadores, en un inicio la OD aumenta rápido y posteriormente aumenta mucho más lento. Los resultados se encuentran en la figura 5.4.



(a)



(b)

Figura 5.4. Estabilización de la densidad óptica al encender los dispensadores. En estas gráficas la densidad óptica se obtiene con una región de las imágenes que contiene toda la sombra de la nube de átomos. La (a) fluorescencia de la nube atómica y (b) la potencia de enfriamiento se miden a través de un fotodiodo. La potencia del haz de enfriamiento se midió después de un cubo PBS para traducir las variaciones de polarización a variaciones en la intensidad.

En la figura 5.4a la densidad óptica incrementa pero se observan oscilaciones. Tras un análisis de las posibles causas se determinó que éstas provienen del cambio de polarización del haz de enfriamiento puesto que su potencia medida en un fotodiodo, después de

un cubo PBS (figura 5.4b), está correlacionada con la densidad óptica. Además de que la potencia de otros haces no refleja las oscilaciones antes mencionadas. El origen del cambio de polarización del láser de enfriamiento está en la variación de la temperatura del laboratorio (figura 5.5), la cual está controlada para mantenerse a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. A pesar de lo anterior, la temperatura varía en $1\text{ }^{\circ}\text{C} - 3.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, y dado que la fibra óptica de los haces láser se encuentran cerca de una ventila su longitud cambia lo suficiente para modificar la polarización de la luz. Se intentó compensar las variaciones en intensidad del haz utilizando un PID, sin embargo, aún instalado el PID no se eliminaron las oscilaciones en la densidad óptica.

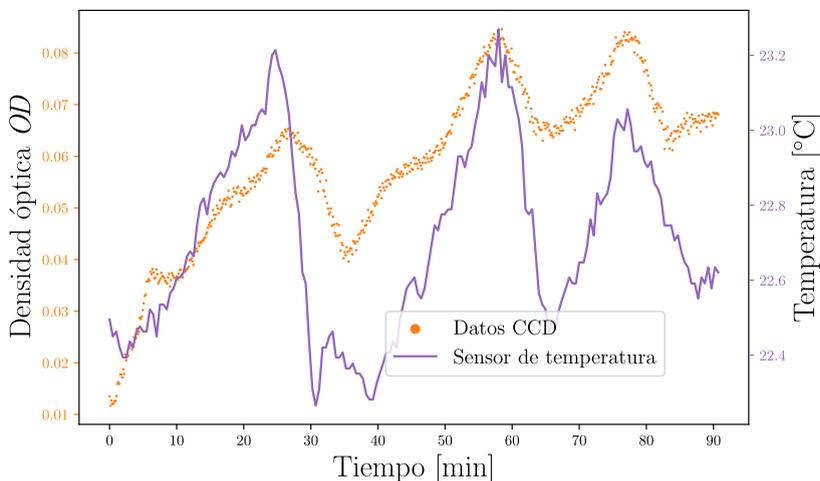


Figura 5.5. Densidad óptica comparada con las variaciones en la temperatura del laboratorio.

Finalmente, dado que se cumplen las condiciones de la ley de Beer-Lambert, el número de átomos es proporcional al valor promedio de la OD de la nube de átomos (ecuación 2.23). Esto hace importante optimizar la OD para conseguir un mayor número de átomos. En las figuras 5.6 y 5.7 se muestra la densidad óptica en función de la frecuencia y la intensidad del haz de imagen, respectivamente.

Como se observa, el valor máximo de la OD respecto a los parámetros variados es con frecuencia en resonancia (desintonamiento 0) y $20\text{ }\mu\text{W}$ de intensidad en la luz de imagen.

5.2. Número de átomos

El número de átomos se calculó utilizando el método de imagen por absorción, las imágenes se obtuvieron con el programa de adquisición mencionado en 4.3.1. Una vez obtenidos estos datos se analizan para generar una imagen de la OD. De esta manera se pueden variar diferentes parámetros del experimento y ver la dependencia del número de átomos en estos factores.

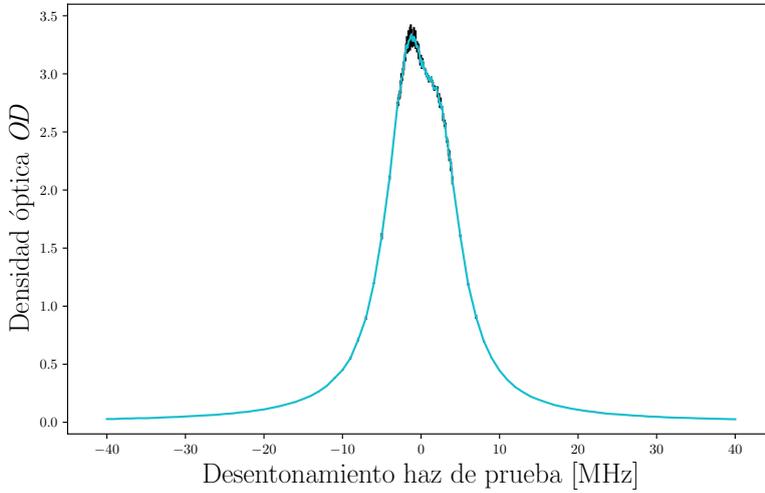


Figura 5.6. Densidad óptica en función del desintonamiento del haz de prueba.

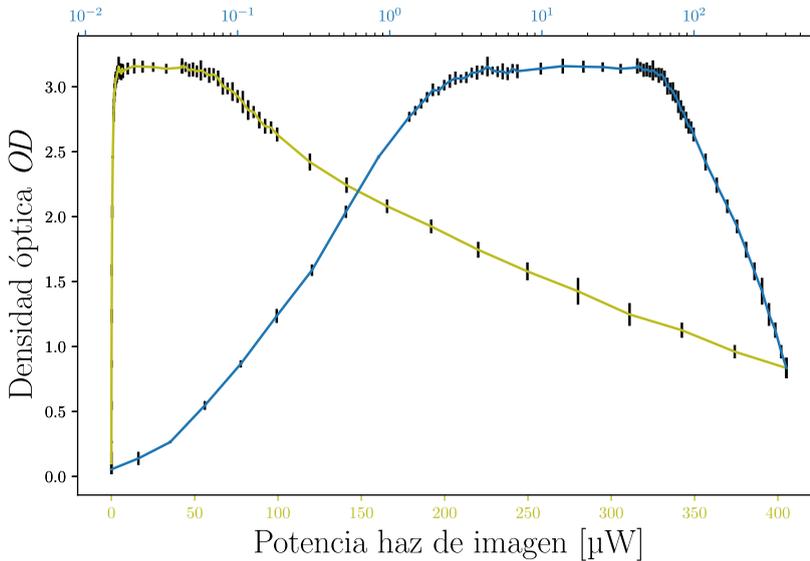


Figura 5.7. Densidad óptica en función de la potencia del haz de prueba. Gráfica en escala lineal (verde) y escala logarítmica (azul).

Desde el sistema de control se modifica la intensidad del gradiente del campo magnético, los desintonamientos de ambos láseres así como su potencia (luz de enfriamiento y de rebombeo). Los resultados de lo anterior se muestran en las figuras 5.8, 5.9 y 5.10.

De acuerdo con los datos anteriores el número de átomos se maximiza con un gradiente de $\sim 16 \text{ G/cm}$, correspondiente a una corriente en la fuente de 13.5 A; el láser de enfriamiento hacia el rojo desintonado 18 MHz a 100 mW; la luz de rebombeo hacia el rojo por 11 MHz y 13 mW.

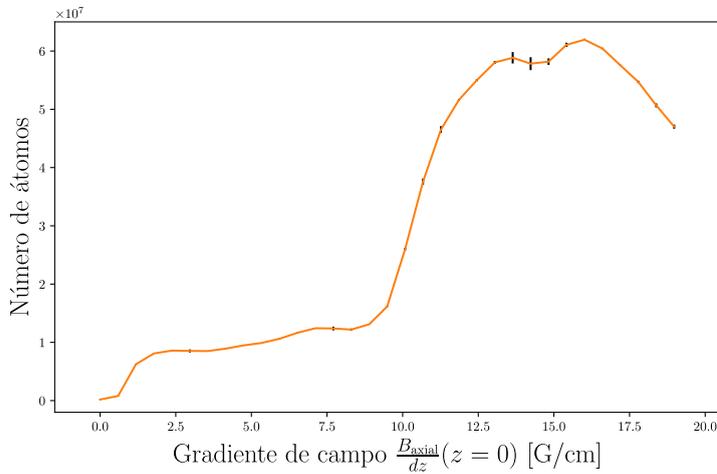


Figura 5.8. Número de átomos respecto al gradiente del campo magnético en el cero del campo (centro de la trampa) generado por las bobinas en la configuración anti-Helmholtz.

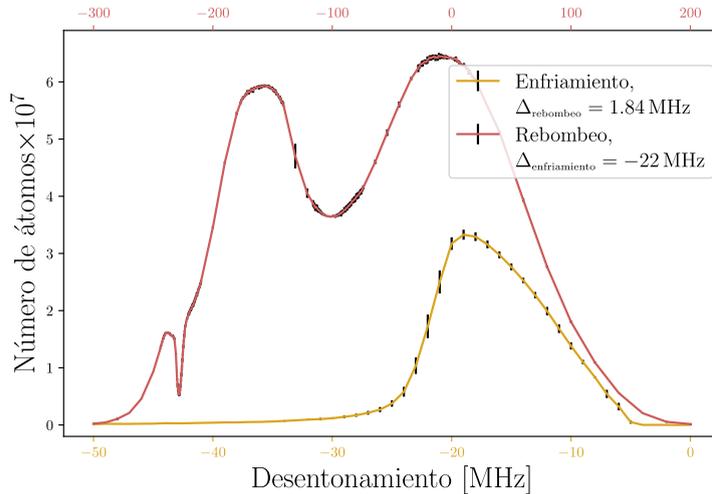


Figura 5.9. Número de átomos variando el desintonamiento de los haces de enfriamiento (eje inferior) y de bombeo (eje superior).

5.3. Temperatura de la nube atómica

Como medida final de este trabajo se estima la temperatura de los átomos atrapados en la trampa magneto-óptica. Como se establece en 2.3.3 un modo de medir esta cantidad es mediante la expansión balística de los átomos en caída libre al liberarlos de la trampa, apagando los láseres y las bobinas de campo. La velocidad a la cual se expande la nube depende de la temperatura de los átomos. Se llevaron a cabo 15 mediciones, cada una con un tiempo de vuelo diferente desde 100 μ s hasta 11 ms. La figura 5.11 muestra los datos adquiridos y los ajustes según la ecuación 2.28.

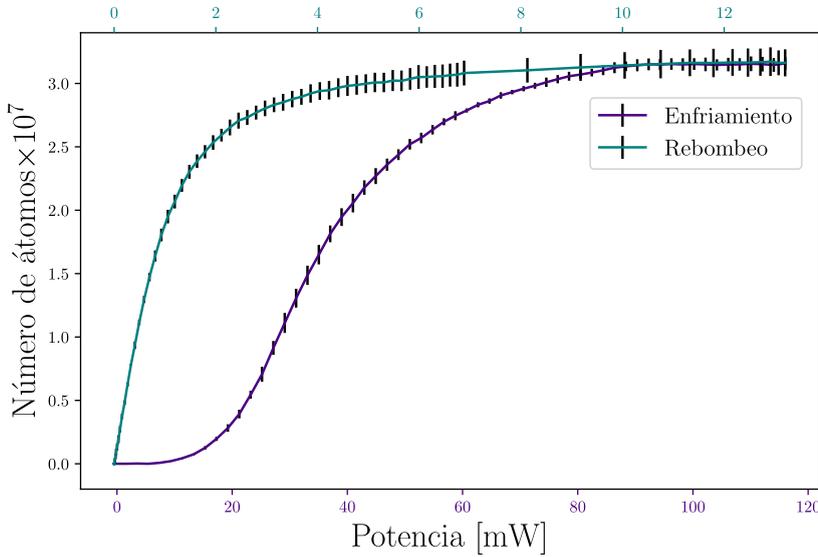


Figura 5.10. Número de átomos variando la potencia de los haces de enfriamiento (eje inferior) y de rebombeo (eje superior).

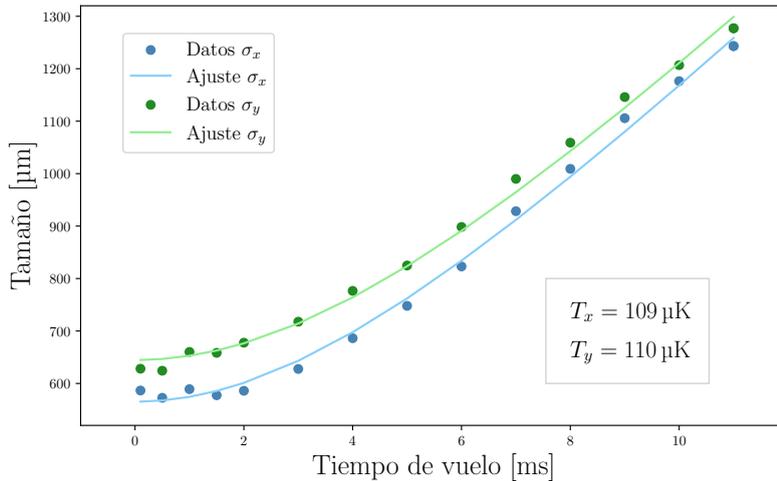


Figura 5.11. Tamaño de la nube atómica en las direcciones x y y en función del tiempo de vuelo. A partir de estas curvas se obtiene la temperatura de los átomos en la MOT.

El ajuste a las curvas de la figura anterior da las temperaturas de $T_x = 109 \mu\text{K}$ y $T_y = 110 \mu\text{K}$. El límite de temperatura Doppler del rubidio es $T_D = \sim 145.5 \mu\text{K}$, por lo que la temperatura alcanzada es menor que esta cota. La razón de lo anterior es que existen mecanismos de enfriamiento sub-Doppler, como enfriamiento por gradiente de polarización — los láseres de enfriamiento y rebombeo están circularmente polarizados.

Capítulo 6

Conclusiones

Gracias a la cámara de vacío y al sistema de láseres diseñados específicamente para el Laboratorio de OCR del IFUNAM se pueden llevar a cabo los experimentos con átomos fríos de rubidio de Rydberg. En esta tesis se plasma el trabajo realizado para ensamblar y acondicionar el sistema de vacío con las precauciones pertinentes para lograr ultra alto vacío ($< 1 \times 10^{-10}$ millibar). Dicha atmósfera en conjunción con la trampa magneto-óptica, cuya caracterización también se reporta en este trabajo, es fundamental para conseguir ensambles de átomos fríos en los cuales se aminoran algunas decoherencias — como las introducidas por las interacciones entre partículas de la propia nube de átomos y con átomos de los alrededores o las generadas por el efecto Doppler —, y se aumenta la eficiencia de excitación.

A pesar de ser un sistema *ex profeso* para hacer experimentos con medios no lineales al nivel de unos pocos fotones usando átomos en estado de Rydberg, esta tesis puede servir de referencia para la construcción de nuevos sistemas de vacío y preparación de una MOT u otras trampas atómicas.

6.1. Otros resultados

El presente trabajo establece una base sólida para comenzar a realizar experimentos de Óptica Cuántica de Rydberg en el laboratorio: Con ayuda de un tercer láser de longitud de onda 480 nm se excitan los átomos de la MOT (excitación de dos fotones) a un estado de Rydberg. La interacción de los átomos con este haz láser (llamado haz de control) conlleva a la interferencia cuántica en las amplitudes de las transiciones ópticas. La interferencia entre las vías de excitación cambian la respuesta óptica del medio y es posible eliminar la absorción para frecuencias resonantes de la transición del estado base al primer estado excitado. Lo anterior se denomina *transparencia electromagnéticamente inducida*³⁶ (EIT, por sus siglas en inglés). Gracias a la preparación de la cámara de vacío, la caracterización de la MOT y el sistema de láseres, el grupo del laboratorio de OCR ha conseguido observar este fenómeno de EIT ocurriendo en una nube de átomos fríos (figura 6.1). Los resultados y detalles de esta medición se reportan en la tesis de maestría del grupo OCR, Electromagnetically induced transparency with Rydberg states³⁷.

6.2. Planes futuros

Al termino de esta tesis el estado de la MOT y el sistema de láseres es de una primera etapa en la cual se realizó la recolección de átomos. En etapas subsecuentes, se plan-

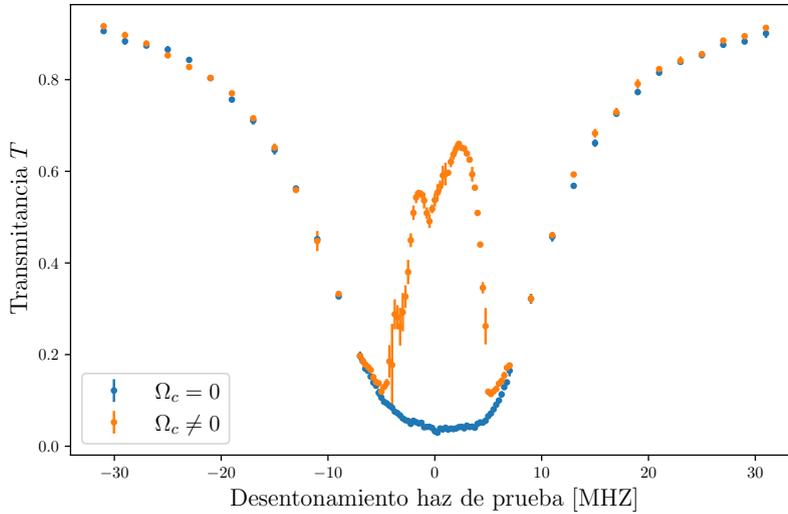


Figura 6.1. Perfil de transmitancia del medio atómico en condiciones de EIT en función del desintonamiento del haz de prueba alrededor de la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. El perfil se muestra en ambos casos, con el haz de control apagado (curva azul) y encendido (curva naranja).

tea estabilizar la densidad óptica, es decir, eliminar las oscilaciones debido a cambios de temperatura del laboratorio. Lo siguiente es construcción de bobinas para generar campos magnéticos de compensación con el propósito de suprimir el efecto del campo terrestre sobre los niveles de energía de los átomos, así como la implementación de bombeo óptico para llevar a los átomos del ensamble en la MOT a un estado cuántico con proyección magnética cuántica bien definida. Esto simplificará las vías de excitación y dará mayor control sobre la población de los estados cuánticos.

Otro proyecto del laboratorio es la construcción de una MOT 2D, la cual será una etapa de enfriamiento previo para cargar la MOT y aumentar la densidad óptica de la nube de átomos atrapados, como se abordó en 2.2.1. La MOT 2D sirve para enfriar y atrapar átomos en dos direcciones, generando un haz atómico colimado. La geometría del contenedor de estos átomos junto con un bombeo diferencial²⁶ se encarga de filtrar a los átomos más rápidos. En consecuencia, se produce un haz colimado de átomos dirigido a la región de la MOT, y con una distribución de velocidades centrada en un valor mucho menor a los átomos que son capturados del fondo en la cámara de ciencia. Así mismo, para aumentar aún más la densidad óptica se plantea llevar a cabo técnicas de enfriamiento sub-Doppler, se explorará el método de melazas grises utilizando estados oscuros.

Apéndice A

Procesamiento de imágenes

En la sección 2.3.1 se muestra una forma de calcular la densidad óptica de la nube atómica a partir de los perfiles de intensidad. Estos perfiles se obtienen usando una cámara CCD (figura 4.2b), dicho proceso genera imágenes como arreglos bidimensionales de píxeles. El registro en cada píxel es proporcional a toda la luz transmitida desde una ubicación específica en el plano del objeto (plano de los átomos) durante el tiempo de iluminación del haz de prueba.

Después del tiempo τ de iluminación, el registro en el píxel de la posición (i, j) en la imagen está ligado al perfil de intensidad por³⁸

$$R_{i,j} = \frac{\eta GT}{\hbar\omega} \frac{A_{\text{pixel}}}{M^2} \int_0^\tau I(x_i, y_j; t) dt \approx C \langle I(x_i, y_j) \rangle \tau, \quad (\text{A.1})$$

en donde η es la eficiencia cuántica de sensor CCD, G es la ganancia de conversión analógico-digital, T es el coeficiente de transmisión del sistema de imagen (los componentes ópticos), A_{pixel} es el área de un píxel, M es el factor de magnificación (o desmagnificación) del sistema de imagen, y $\langle I(x_i, y_j) \rangle$ es la intensidad promedio sobre τ . Dado que se tienen el mismo factor constante C , entonces

$$OD(x_i, y_j) \approx -\ln \left[f \frac{\langle I(x_i, y_j) \rangle - \langle I_D(x_i, y_j) \rangle}{\langle I_B(x_i, y_j) \rangle - \langle I_D(x_i, y_j) \rangle} \right]. \quad (\text{A.2})$$

De forma tal que el número de átomos se calcula con la siguiente expresión

$$N \approx \frac{A_{\text{pixel}}}{M^2 \sigma_0} \sum_{i,j} OD(x_i, y_j), \quad (\text{A.3})$$

para $\sigma_0 = 3\lambda_0^2/2\pi$ la sección eficaz resonante de absorción.

REFERENCIAS

- [1] J. D. Pritchard, K. J. Weatherill y C. S. Adams. *Nonlinear Optics Using Cold Rydberg Atoms* en: *Annual Review of Cold Atoms and Molecules* (ed. K. W. Madison *et al.*) World Scientific, 2013. Cap. 8, págs. 301-350.
- [2] T. Peyronel *et al.*, *Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms*, *Nature* **488**, 57-60 (2012).
- [3] D. Comparat y P. Pillet, *Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample [Invited]*, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, A208-A232 (2010).
- [4] M. D. Lukin *et al.*, *Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- [5] E. Urban *et al.*, *Observation of Rydberg blockade between two atoms*, *Nat. Phys.* **5**, 110-114 (2009).
- [6] C. S. Adams, J. D. Pritchard y J. P. Shaffer, *Rydberg atom quantum technologies*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53**, 012002 (2019).
- [7] D. Møller, L. B. Madsen y K. Mølmer, *Quantum Gates and Multi-particle Entanglement by Rydberg Excitation Blockade and Adiabatic Passage*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170504 (2008).
- [8] M. Saffman, *Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49**, 202001 (2016).
- [9] M. Saffman, T. G. Walker y K. Mølmer, *Quantum information with Rydberg atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313-2363 (2010).
- [10] C. J. Foot. *Atomic Physics*. OUP, 2005. 331 págs.
- [11] Daniel A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, available online at <http://steck.us/teaching> (revision 0.12.6, 23 April 2019).
- [12] S. Chang *et al.*, *Two-photon laser-cooling mechanism in multilevel interaction schemes*, *Phys. Rev. A* **60**, 3148-3159 (1999).

- [13] P. J. Ungar *et al.*, *Optical molasses and multilevel atoms: theory*, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058-2071 (1989).
- [14] D. S. Weiss *et al.*, *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2072-2083 (1989).
- [15] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685-706 (1998).
- [16] S. Chu *et al.*, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48-51 (1985).
- [17] Claude N. Cohen-Tannoudji, *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707-719 (1998).
- [18] Paul D. Lett *et al.*, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169-172 (1988).
- [19] C. Monroe *et al.*, *Very cold trapped atoms in a vapor cell*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571-1574 (1990).
- [20] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721-741 (1998).
- [21] E. L. Raab *et al.*, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631-2634 (1987).
- [22] C. G. Townsend *et al.*, *High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap*, *Phys. Rev. A* **53**, 1702-1714 (1996).
- [23] H. J. Metcalf y P. v. d. Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York, NY, 1999. 323 págs.
- [24] D. Kleppner y R. Kolenkow. *An Introduction to Mechanics*. 2.^a ed. CUP, 2014. 542 págs.
- [25] M. Haw *et al.*, *Magneto-optical trap loading rate dependence on trap depth and vapor density*, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 475-483 (2012).
- [26] W. Jitschin. *Applications and Scope of Vacuum Technology* en: *Handbook of Vacuum Technology* (ed. K. Jousten). John Wiley & Sons, Ltd, 2016. Cap. 2, págs. 19-27.
- [27] W. D. Phillips y H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596-599 (1982).

- [28] Z. T. Lu *et al.*, *Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3331-3334 (1996).
- [29] K. Dieckmann *et al.*, *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*, *Phys. Rev. A* **58**, 3891-3895 (1998).
- [30] A. K. Kusters (2008). *2D magneto-optical trap as source for cold ions*, Master thesis, Eindhoven, University of Technology.
- [31] W. Ketterle, D. S. Durfee y D. M. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. 1999. URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/9904034>.
- [32] Claude N. Cohen-Tannoudji y W. D. Phillips, *New Mechanisms for Laser Cooling*, *Physics Today* **43**, 33-40 (1990).
- [33] M. Weidemüller *et al.*, *A Novel Scheme for Efficient Cooling below the Photon Recoil Limit*, *EPL* **27**, 109-114 (1994).
- [34] E. G. Alonso (2020). *Diseño de sistema de vacío para experimentos de Óptica Cuántica con átomos de Rydberg*, Thesis, Facultad de Ciencias, UNAM.
- [35] Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. 2.2.1. 2019. 32 págs. URL: <http://steck.us/alkalidata>.
- [36] M. Fleischhauer, A. Imamoglu y J. P. Marangos, *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633-673 (2005).
- [37] R. E. Esquivel (2022). *Electromagnetically induced transparency with Rydberg states*, Master thesis, Instituto de Física, UNAM.
- [38] M. Horikoshi *et al.*, *Appropriate Probe Condition for Absorption Imaging of Ultracold 6Li Atoms*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 104301 (2017).