



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**Enfriamiento Doppler y sub-Doppler de
un gas atómico de ${}^6\text{Li}$.**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

DIEGO HERNÁNDEZ RAJKOV



DIRECTOR DE TESIS:
DR. JORGE AMIN SEMAN HARUTINIAN

Ciudad Universitaria, CD. MX., 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del alumno

- Diego Hernández Rajkov
- dhernandezrjk@ciencias.unam.mx

2. Datos del tutor

- Dr. Jorge Amin Seman Harutinian

3. Datos del sinodal 1

- Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán

4. Datos del sinodal 2

- Dr. Víctor Romero Rochín

5. Datos del sinodal 3

- Dr. Asaf Paris Mandoki

6. Datos del sinodal 4

- Dr. Ricardo Méndez Fragoso

7. Datos del sinodal 5

- Dr. Carlos Ramírez Ramos

8. Datos del sinodal 6

- Dr. Víctor Contreras Loera

Resumen

El Laboratorio de Materia Ultrafría del Instituto de Física de la UNAM, tiene como principal objetivo la producción y estudio de gases cuánticos ultrafríos de naturaleza fermiónica y bosónica, utilizando ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$. Fenómenos como la condensación de Bose-Einstein y la superfluidez fermiónica son observados a temperaturas del orden de $100nK$. Alcanzar estas temperaturas requiere la implementación de varias técnicas de enfriamiento como son: el enfriamiento Doppler, el sub-Doppler, y la evaporación en una trampa óptica.

En este trabajo, se presenta la implementación experimental de las primeras etapas de enfriamiento, es decir el enfriamiento Doppler y el sub-Doppler en un gas atómico de ${}^6\text{Li}$. Después de aplicar ambas fases de enfriamiento, se logró obtener una nube atómica a una temperatura de $38\mu K$ con 1.0×10^8 átomos, y una densidad de espacio fase de 1.2×10^{-6} .

Con estos resultados nos encontramos en un excelente punto de partida para la implementación de la trampa óptica de dipolo y del enfriamiento evaporativo. En efecto, se logró transferir hasta 2×10^6 átomos a la trampa óptica de dipolo y se logró la producción del primer gas fermiónico degenerado formado por 6×10^4 moléculas de Feshbach a una temperatura menor a $34nK$. Estos últimos resultados, sin embargo, no formaron parte de los objetivos planteados para esta tesis. Debido a su enorme importancia, hemos decidido hacer una breve mención al respecto al final de la tesis.

Índice general

Resumen	III
Índice general	IV
Agradecimientos	VII
1. Introducción	1
2. Gases fríos y ultrafríos de Litio	5
2.1. Estadística de Maxwell-Boltzmann	5
2.2. Estadística de Bose-Einstein: condensación de Bose-Einstein	7
2.2.1. Gas ideal de Bose	7
2.2.2. Gas de Bose débilmente interactuante	10
2.3. Estadística de Fermi-Dirac: Gas degenerado de Fermi	12
2.3.1. Gas ideal de Fermi	12
2.4. ¿Por qué utilizar litio?	14
2.4.1. Propiedades físicas y atómicas del litio	14
3. Enfriamiento láser	23
3.1. Fuerza de radiación	23
3.2. Melaza óptica	26
3.2.1. Límite Doppler	29
3.3. Trampa magneto-óptica	30
3.3.1. Densidad del espacio fase	33
3.4. Enfriamiento sub-Doppler	34
3.4.1. Enfriamiento por melaza gris	35
4. Descripción del sistema experimental	41
4.1. El sistema de vacío	42

4.2.	Sistema de control y automatización	48
4.3.	Sistema óptico de Enfriamiento	50
4.3.1.	Espectroscopia del Litio	54
5.	Sistema de monitoreo y diagnóstico del experimento	57
5.1.	Fluorescencia con fotodiodo	58
5.1.1.	Primera estimación del número de átomos	58
5.1.2.	Caracterización del desacelerador Zeeman	59
5.2.	Sistema de imagen	62
5.2.1.	Montaje óptico	62
5.3.	Imagen de absorción	63
5.3.1.	Efectos de la frecuencia e intensidad del pulso de imagen	67
6.	Implementación y optimización del enfriamiento Doppler	71
6.1.	Trampa magneto-óptica	71
6.1.1.	Caracterización del campo de MOT	71
6.1.2.	Optimización de los parámetros	73
6.2.	Enfriamiento por melaza óptica	76
6.3.	Efectos a considerar en el enfriamiento Doppler	80
6.3.1.	Espectroscopia del nivel $^2S_{1/2}$	81
6.3.2.	Bombeo óptico	82
7.	Implementación y optimización del enfriamiento sub-Doppler por melaza gris	85
7.1.	Implementación y optimización de la melaza gris	85
7.2.	Secuencia temporal del experimento	90
8.	Conclusiones y Perspectivas	93
A.	Imagen y caracterización por fluorescencia	103
A.1.	Teoría sobre la imagen de fluorescencia	103
A.2.	Caracterización del fotodiodo de monitoreo	105
A.3.	Caracterización del CCD	106
A.3.1.	Calibración de la respuesta del CCD	106
B.	Efectos del tiempo de vuelo	111
B.1.	Caracterización del sistema óptico	111

B.2. Efecto del tiempo de vuelo en la caracterización del número de átomos 112

Bibliografía **116**

Agradecimientos

A mi padre, Augusto, quien siempre me ha apoyado a lo largo de mi crecimiento como persona y como científico. Quien me acercó a la ciencia desde pequeño. Quien me enseñó a ser crítico de los trabajos de los demás, y más aún de mi propio trabajo.

A mis hermanas, Tatiana y Sandra, quien siempre me apoyaron, en las malas y en las buenas.

A Jorge Seman, a quien agradezco profundamente por darme la oportunidad de trabajar con él. Ha sido, y seguirá siendo una gran experiencia trabajar con alguien tan entusiasmado por la ciencia.

A Giacomo Roati, por sus grandes aportaciones al laboratorio, que jugaron un papel muy importante en el desarrollo de este trabajo.

A Jackson, Eduardo y Manuel, no solo por las grandes discusiones sobre ciencia, sino por ser buenos amigos.

A mis compañeros de laboratorio, Manuel, Andrés, Eduardo y Ricardo. Por compartir experiencias de trabajo en equipo, así como charlas muy interesantes.

A Rodrigo Gutiérrez, por tu ayuda y tus consejos.

A la Dra. Rocío Jaúregui, responsable técnica del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica.

Al Dr. Gleason y al Ing. Marco Veytia, principales encargados de la instalación de la infraestructura del laboratorio.

A mis compañeros Luis, Paulina y Jeronimo, les agradezco su apoyo y amistad. Ha sido un placer tener pláticas y proyectos con ustedes.

A Ricardo Méndez, no solamente por su apoyo a lo largo de la licenciatura, también por su amistad y apoyo deportivo en todo momento.

El desarrollo de esta tesis ha sido financiado por diferentes proyectos de investigación:

- Los siguientes proyectos de DGAPA-PAPIIT (UNAM):
 - IN111516 Condensación y confinamiento de materia cuántica ultrafría
 - IN107014 Líquidos cuánticos de Bose y de Fermi
 - IA101716 Estudio de turbulencia cuántica en superfluidos atómicos

- IN103818 Producción de condensados de Bose-Einstein y estudio de sus propiedades termodinámicas
- Los siguientes proyectos de CONACyT
 - Proyecto de Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia ultrafría e información cuántica. Proyectos número: 232652, 260704, 271322, 280181 y 293471. Este proyecto de Laboratorio Nacional recibió un importante apoyo adicional por medio del fondo de gastos concurrentes de la UNAM (Coordinación de la investigación científica, CIC-UNAM).
 - Ciencia básica número 254942, Búsqueda de turbulencia cuántica en gases ultrafríos.
 - Ciencia básica número 255573, Transiciones de fase y excitaciones colectivas en fluidos cuánticos
 - Redes temáticas: Red de tecnologías cuánticas

Capítulo 1

Introducción

El estudio de gases ultrafríos ofrece la posibilidad de observar fenómenos cuánticos a escalas mesoscópicas, por lo que esta área ha resultado ser ideal para el estudio de fenómenos de muchos cuerpos [1]. Los gases ultrafríos permiten tener un alto grado de control y flexibilidad en los parámetros experimentales: el número de átomos, temperatura, geometría y dimensionalidad del sistema son parámetros que son fácilmente sintonizables utilizando medios ópticos y/o magnéticos. Además, la magnitud y signo de la interacción de contacto, atractiva o repulsiva, pueden ser modificados utilizando resonancias de Feshbach magnéticas [2] u ópticas [2, 3], dando lugar a la condensación de Bose-Einstein (BEC) de moléculas de un lado de la resonancia [4, 5], y la observación de estados ligados [6] análogos a los descritos en la teoría de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) del otro lado de la resonancia de Feshbach. Los gases ultrafríos han logrado un avance en el entendimiento de varios fenómenos cuánticos como son la superfluidez [7] y la superconductividad [8].

El estudio de gases ultrafríos se separa en dos categorías según la naturaleza cuántica de las partículas involucradas, que pueden ser bosones o fermiones. Entre las propiedades más interesantes de los gases bosónicos se encuentra la condensación de Bose-Einstein, predicha en 1924-25 [9, 10], y observada por primera vez en 1995 por E.Cornell y C.Wiemann [11], W.Ketterle [12], y R.Hulet [13], utilizando gases diluidos de ^{87}Rb , ^{23}Na y ^7Li respectivamente. La producción de este nuevo estado de la materia le otorgó el premio Nobel a E. Cornell, C.Wiemann y W.Ketterle en 2001 [14]. A partir de estos experimentos, la condensación de Bose-Einstein se ha observado en varios gases diluidos de elementos alcalinos ^7Li [13], ^{23}Na [13], ^{39}K [15], ^{85}Rb [16], ^{87}Rb [11], ^{133}Cs [17], y en gases diluidos más complejos como ^{40}Ca [18],

^{52}Cr [19], ^{84}Sr [20], ^{164}Dy [21], ^{168}Er [22], ^{174}Yb [23], entre otros. Por otro lado, el estudio de gases ultrafríos fermiónicos dió lugar al estudio de los gases degenerados de Fermi, cuya primera realización experimental se llevo a cabo en 1999 por D.S. Jin en gases diluidos de ^{40}K [24], a raíz de esto, experimentos de gases degenerados de Fermi utilizando ^{40}K [24], ^6Li [25], y recientemente utilizando moléculas heteropolares de $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ [26] han sido observados.

El Laboratorio de Materia Ultrafría (LMU) del Instituto de Física de la UNAM, se creó gracias al apoyo otorgado por CONACyT y la UNAM en el contexto del Laboratorio Nacional de Materia Cuántica (LANMAC). El objetivo principal del LMU es el estudio de las propiedades de gases degenerados tanto fermiónicos como bosónicos utilizando los isótopos de litio, ^6Li y ^7Li . La principal razón para utilizar estas especies atómicas son sus resonancias de Feshbach magnéticas que nos permiten manipular la intensidad y signo de las interacciones interatómicas de contacto de un gas frío y diluido. Esto nos permite producir desde un gas casi ideal, en donde los átomos interactúan muy débilmente, hasta un sistema fuertemente interactuante con interacciones atractivas o repulsivas. En el caso particular del isótopo fermiónico, la manipulación de las interacciones permite tener un control sobre la formación de estados ligados. Cuando las interacciones son repulsivas es posible fomentar la formación de estados ligados moleculares, con estadística bosónica, que puede llevar a la condensación de Bose-Einstein. Si las interacciones son atractivas, entonces el estado ligado se forma en el espacio de momentos, correspondiente al análogo de los pares de Cooper descritos por la teoría BCS. Dado que es posible variar de manera continua el valor del campo magnético es también posible variar de manera continua al sistema del lado BEC al BCS a través del llamado “cruce BEC-BCS”. Estos sistemas han sido utilizados en otros experimentos con la finalidad de estudiar fenómenos como: el efecto Josephson [27], excitaciones colectivas [28], la existencia de vórtices cuantizados [29], a lo largo del cruce BEC-BSC. Entre los primeros trabajos que se busca realizar en el LMU se encuentran: el estudio de la termodinámica descrito por variables globales, y la turbulencia cuántica en gases fermiónicos.

La termodinámica de variables globales es una teoría propuesta por V. Romero Rochin y colaboradores [30, 31, 32] para abordar el problema de la termodinámica en sistemas donde el concepto de paredes rígidas no existe.

Por otro lado, el estudio de la turbulencia cuántica surge del interés por entender el

fenómeno de la turbulencia a diferentes escalas. Este es todavía un problema abierto y se considera como uno de los problemas más importantes de la física moderna. Una manera de entender la turbulencia cuántica es pensar en un conjunto de vórtices trenzados, desordenados y de diferentes tamaños [33, 34]. Para realizar el estudio de la turbulencia cuántica es necesario la formación de vórtices cuyo momento angular se encuentra cuantizado. Éstos se han producido y estudiado en condensados de Bose-Einstein [7] y en particular a lo largo del cruce BEC-BCS [29]¹. Cabe destacar que la turbulencia cuántica ya ha sido observada en superfluidos líquidos bosónicos, ^4He , y fermiónicos, ^3He , [35]. Sin embargo, éstos sistemas presentan desventajas al tratar de analizar la dinámica de los vórtices dentro del superfluido ya que en estos sistemas los vórtices poseen diámetros menores a 1nm , mientras que en gases ultrafríos serían de $1\mu\text{m}$. La primera observación de turbulencia cuántica en gases ultrafríos fue en un condensado de Bose-Einstein [36, 37], sin embargo, la turbulencia cuántica en gases fermiónicos aun no ha sido observada.

La meta del experimento es producir y estudiar las propiedades de gases cuánticos degenerados con distinta estadística. Para poder estudiar estos sistemas se necesitan alcanzar temperaturas menores a 100nK . Es en este contexto que se encuentra el presente trabajo, donde se llevan a cabo las primeras etapas de enfriamiento de un gas atómico de ^6Li ². Para alcanzar estas temperaturas se deben implementar técnicas de enfriamiento láser conocidas como enfriamiento Doppler y sub-Doppler. Estas técnicas servirán como punto de partida para la última etapa de enfriamiento, conocida como enfriamiento evaporativo en una trampa dipolar, con la que las temperaturas de degeneración podrán ser alcanzadas. En este trabajo, se presentan los conceptos teóricos detrás de las técnicas de enfriamiento Doppler y sub-Doppler, así como la realización experimental de éstas. Después de aplicar las técnicas de enfriamiento discutidas contamos con una nube atómica de ^6Li con 1×10^8 átomos a una temperatura de $38\mu\text{K}$, que corresponde a una densidad de espacio fase de $2 \cdot 10^{-6}$, aún lejos del régimen de degeneración cuántica donde la densidad de espacio fase es del orden de la unidad.

El trabajo se encuentra organizado de la siguiente manera:

- En el capítulo 2: se muestran las diferentes estadísticas que nos permiten descri-

¹Sin embargo, un arreglo de vórtices ordenado no se puede entender como turbulencia.

²Al mismo tiempo que se realizó la escritura de este trabajo se logró producir el primer condensado de Bose-Einstein molecular de $^6\text{Li}_2$. Por motivos de tiempo no se pudo incluir en este trabajo, sin embargo, se mencionará rápidamente los últimos resultados del laboratorio en las perspectivas.

bir a las partículas tanto clásicas como cuánticas. Adicionalmente, se discute el caso particular de ${}^6\text{Li}$ en donde se muestran sus propiedades físicas y atómicas.

- En el capítulo 3: se describen las técnicas de enfriamiento láser conocidas como enfriamiento Doppler y sub-Doppler, así como la técnica de captura por medio de una trampa magneto-óptica que nos permitirá tener una nube de gas confinada a muy baja temperatura.
- En el capítulo 4: se describe el sistema experimental del Laboratorio de Materia Ultrafría, que consiste en el sistema de ultra-alto vacío, el sistema de automatización y el sistema óptico de enfriamiento.
- En el capítulo 5: se discuten los diferentes sistemas de monitoreo y diagnóstico que existen en el experimento. El sistema de monitoreo y adquisición de imágenes nos permitirán realizar la caracterización del funcionamiento del desacelerador Zeeman, así como las diferentes etapas de enfriamiento.
- En el capítulo 6: se discute el proceso de implementación y optimización de las técnicas de enfriamiento Doppler. Es decir, la optimización de la trampa magneto-óptica, y de la melaza óptica.
- En el capítulo 7: se muestra la implementación y optimización de la técnica de enfriamiento sub-Doppler utilizando la melaza gris.
- En el capítulo 8: se presentan las conclusiones y perspectivas. Además, se discute muy brevemente los últimos avances obtenidos en el laboratorio.

Capítulo 2

Gases fríos y ultrafríos de Litio

El propósito del Laboratorio de Materia Ultrafría es estudiar el comportamiento de gases cuánticos utilizando dos isótopos diferentes, ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$. En este capítulo se repasan algunas propiedades de los gases clásicos y de los gases cuánticos. En especial nos centraremos en el caso particular del isótopo fermiónico ${}^6\text{Li}$, con la finalidad de estudiar su estructura electrónica y su comportamiento en presencia de un campo magnético externo.

2.1. Estadística de Maxwell-Boltzmann

El comportamiento y las propiedades de un gas dependen fuertemente de su temperatura y densidad. A temperaturas por encima de 1mK las propiedades de los gases se describen utilizando la estadística de Maxwell-Boltzmann, mientras que, a temperaturas menores, considerando la misma densidad, la naturaleza cuántica de los constituyentes define el comportamiento del gas. Todas las partículas que se conocen pertenecen a una de dos categorías, sean bosones o fermiones dependiendo del valor del espín total de la partícula. Si se trata de partículas con espín entero entonces son bosones y serán descritos por la estadística de Bose-Einstein (ver sección 2.2), mientras que si el espín es semi-entero entonces son fermiones y serán descritos por la estadística de Fermi-Dirac (ver sección 2.3).

Los fenómenos asociados a la naturaleza cuántica de la materia comienzan a ser apreciables cuando la distancia media entre partículas, $d \approx \left(\frac{N}{V}\right)^{1/3}$, es comparable con la longitud de onda térmica de de Broglie, $\lambda_{DB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$, es decir cuando:

$$\frac{N}{V} \approx \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{3/2}, \quad (2.1)$$

donde N es el número de partículas, V es el volumen que ocupan las partículas, T es la temperatura a la que se encuentra el gas, m la masa de las partículas y \hbar y k_B las constantes de Planck reducida y de Boltzmann respectivamente.

El comportamiento de los fermiones y bosones a bajas temperaturas es completamente diferente. En el límite $T = 0$, los fermiones, que obedecen el principio de exclusión de Pauli, van a ocupar los diferentes niveles energéticos disponibles en el sistema hasta alcanzar una máxima energía conocida como energía de Fermi, E_F . Mientras que los bosones van a tender a acumularse en el estado de mínima energía, llevando a cabo la condensación de Bose-Einstein. En la Figura 2.1, se muestra de forma esquemática la diferencia en el comportamiento a bajas temperaturas entre fermiones y bosones cuando son sometidos a un potencial armónico.

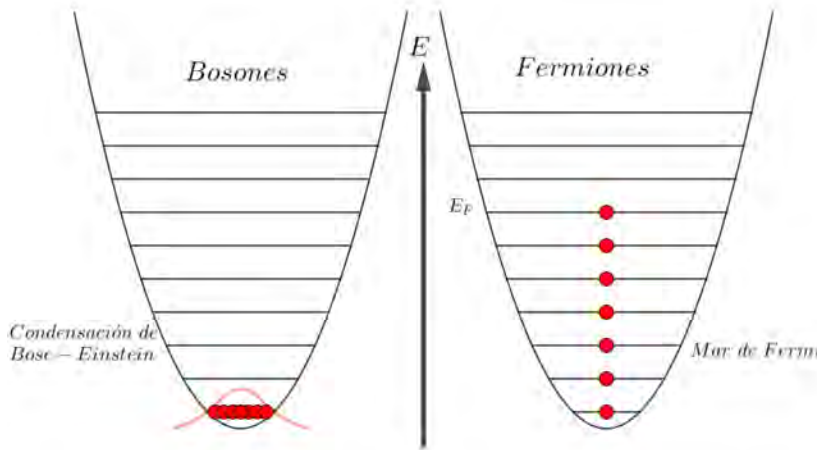


Figura 2.1: Comportamiento del estado base de un sistema de bosones y de fermiones en el límite $T = 0$.

Para poder observar experimentalmente la naturaleza cuántica de la materia, primero se necesita entender qué ocurre con los gases en el régimen clásico, debido que será el comportamiento que se observe hasta obtener la degeneración en el gas.

En un gas ideal clásico, en equilibrio termodinámico, con una temperatura T , la probabilidad que una partícula esté en el estado i esta dada por[38]:

$$p(i) = \frac{e^{-\epsilon_i/k_B T}}{\sum_j e^{-\epsilon_j/k_B T}} = \frac{1}{Z} e^{-\epsilon_i/k_B T}, \quad (2.2)$$

donde $k_B = 1.380649 \times 10^{-23} \text{ J/K}^1$ es la constante de Boltzmann, y Z es la función de partición del sistema. Una vez conocida la función Z es posible determinar todas las propiedades termodinámicas del sistema.

A partir de (2.2), se puede obtener la distribución de velocidades de un gas ideal en equilibrio termodinámico. Al ser un gas ideal, es decir sin interacciones, la energía total de una partícula corresponde a su energía cinética, $\epsilon = \frac{1}{2}m|\vec{v}|^2$, por lo que la probabilidad de que una partícula tenga una velocidad $|\vec{v}|$ está dada por:

$$f_{1D}(|\vec{v}|) = C \exp\left(-\frac{m|\vec{v}|^2}{2k_B T}\right), \quad (2.3)$$

donde C es una constante de normalización, y puede obtenerse fijando $\int_{-\infty}^{\infty} f(|\vec{v}|) dv = 1$, de esta forma, la constante de normalización se puede escribir como:

$$C^{-1} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T}|\vec{v}|^2\right) dv, \quad (2.4)$$

por lo tanto,

$$C^{-1} = \left(\frac{2\pi k_B T}{m}\right)^{1/2}. \quad (2.5)$$

La distribución de velocidades de un gas ideal a lo largo de una dimensión esta dada por[38]:

$$f_{1D}(|\vec{v}|) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m|\vec{v}|^2}{2k_B T}\right). \quad (2.6)$$

2.2. Estadística de Bose-Einstein: condensación de Bose-Einstein

2.2.1. Gas ideal de Bose

En un gas ideal de Bose, el numero de ocupación del estado i con energía ϵ_i ya no está dado por (2.2) sino por[38]:

¹A finales del año 2018, junto con la redefinición del kg por parte del NIST[39], la constante de Boltzmann también fue redefinida a un valor fijo sin incertidumbres.

$$f(\epsilon_i) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_i - \mu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.7)$$

donde μ es el potencial químico y se determina imponiendo una condición sobre el número total de partículas en el sistema, $N_{total} = \sum_i f(\epsilon_i)$. Conforme la temperatura del sistema disminuye, el valor del potencial químico se va acercando al valor de la energía del estado base del sistema, ϵ_0 , hasta llegar a la temperatura crítica, T_c , en donde $\mu = \epsilon_0$. En la temperatura crítica, una fracción macroscópica del sistema ocupa el estado de mínima energía, y conforme $T \rightarrow 0$ mayor es la fracción de partículas en este estado. A este fenómeno se le conoce como condensación de Bose-Einstein (BEC) y fue predicha por primera vez en 1924-25 por Satyendra Nath Bose[9] y Albert Einstein [10].

En el caso en que el número de partículas en el sistema es muy grande y el espaciamiento entre los estados energéticos es menor que la energía cinética promedio del gas, podemos emplear la aproximación semi-clásica de Thomas Fermi para obtener el número de partículas en los estados excitados, $N - N_0$:

$$N - N_0 = \int_0^\infty \frac{D(\epsilon)d\epsilon}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.8)$$

donde N_0 es el número de partículas en el estado base, y $D(\epsilon)$ es la densidad de estados de un gas confinado en un potencial $U(r)$. La densidad de estados se puede expresar en función del potencial $U(r)$ como:

$$D(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \int_{U < \epsilon} \sqrt{\epsilon - U(r)} dr. \quad (2.9)$$

Experimentalmente resulta natural confinar a los gases atómicos en trampas magnéticas, ópticas o una combinación de ambas. Estos potenciales de confinamiento generalmente se pueden aproximar por potenciales armónicos, por esta razón consideraremos el comportamiento del gas ideal de Bose en un potencial de la forma:

$$U(r) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (2.10)$$

A partir de este potencial se puede calcular la densidad de estados, $D(\epsilon)$:

$$D(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3\omega_x\omega_y\omega_z} = \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3\bar{\omega}^3}, \quad (2.11)$$

donde $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x\omega_y\omega_z}$ es la media geométrica de las frecuencias del potencial armónico. Sustituyendo (2.11) en (2.8), obtenemos

$$N - N_0 = \zeta(3) \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}} \right)^3, \quad (2.12)$$

donde $\zeta(x)$ es la función zeta de Riemann. Otra forma de expresar (2.12), es en términos de la fracción de partículas en el estado base, N_0/N , siempre que $T \leq T_c$ podemos escribir:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \frac{\zeta(3)}{N} \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}} \right)^3 = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^\eta, \quad (2.13)$$

donde podemos identificar el exponente $\eta = 3$, y la temperatura crítica, T_c , como

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3}. \quad (2.14)$$

Otra propiedad que podemos obtener es la distribución de densidad del gas en el potencial armónico. La distribución de densidad se obtiene integrando $f(\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}))$ en el espacio de momentos[40],

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{h^3} \int f(\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p})) d\mathbf{p} = \frac{1}{h^3} \int \frac{d\mathbf{p}}{\exp\left(\frac{\mathbf{p}^2 + U(\mathbf{r}) - \mu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.15)$$

se puede mostrar que la distribución de densidad en este caso es de la forma:

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_{DB}^3} \text{Li}_{3/2}(e^{(\mu - U(\mathbf{r}))/k_B T}), \quad (2.16)$$

donde $\text{Li}_n(z)$ es la función polilogarítmica definida como $\text{Li}_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^n}$. En el caso en que el potencial sea armónico y la temperatura es cero se puede mostrar que la densidad tiene la forma:

$$n_{Bose \text{ ideal}}(\mathbf{r}) = \frac{N_0}{\pi^{3/2} d_x d_y d_z} \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2} - \frac{y^2}{d_y^2} - \frac{z^2}{d_z^2}\right), \quad (2.17)$$

donde $d_i = \sqrt{\hbar/m\omega_i}$ son las longitudes del oscilador armónico a lo largo de la dirección $i = x, y, z$, y N_0 el número de átomos en el estado base.

En comparación, si introducimos el límite de altas temperaturas (límite clásico) utilizando la estadística de Maxwell-Boltzmann, obtenemos que la distribución de densidad está dada por:

$$n_{MB}(\mathbf{r}) = \frac{N}{\pi^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2} - \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right), \quad (2.18)$$

donde $\sigma_{x_i}^2 = \frac{2k_B T}{m\omega_i^2}$.

2.2.2. Gas de Bose débilmente interactuante

En gases atómicos ultrafríos la interacción entre los átomos juega un papel muy importante. En un gas diluido a bajas temperaturas, las interacciones dentro del gas pueden ser descritas únicamente por colisiones entre dos cuerpos, que pueden ser descritas por medio de la dispersión en onda s . La interacción entre las partículas de dicho gas puede ser descrito por el potencial de contacto dado por[41],

$$V(r - r') = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2.19)$$

donde a es la longitud de dispersión. En la sección 2.4.1 veremos que este parámetro puede sintonizarse utilizando un campo magnético externo en lo que se conoce como resonancias de Feshbach. Cuando la longitud de dispersión es positiva la interacción entre las partículas es repulsiva, y si es negativa la interacción es atractiva. La longitud de dispersión, a , se puede relacionar con la sección eficaz de choque de las partículas de la forma[42]:

$$\sigma = \begin{cases} \frac{4\pi a^2}{1+k^2 a^2} & \text{partículas no idénticas,} \\ \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2} & \text{bosones idénticos,} \\ 0 & \text{fermiones idénticos.} \end{cases} \quad (2.20)$$

La consideración de interacciones débiles es válida siempre que $k|a| \ll 1$, donde $\hbar k$ es el momento de las partículas dispersadas. Bajo este criterio, si las interacciones son débiles, un gas bosónico puede ser descrito utilizando la teoría de campo medio desarrollada por Gross[43] y Pitaevskii[44] en 1961, en donde muestran que a temperatura $T = 0$ la función de onda que describe el BEC resuelve la ecuación diferencial:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}, t) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \psi(\mathbf{r}, t). \quad (2.21)$$

Esta ecuación se conoce como la ecuación de Gross-Pitaevskii (GPE), o ecuación de Schrödinger no lineal. De manera análoga a la ecuación de Schrödinger, existe una versión independiente del tiempo:

$$\mu \phi(\mathbf{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\phi(\mathbf{r})|^2 \right) \phi(\mathbf{r}), \quad (2.22)$$

donde la función de onda puede ser escrita como $\psi(\mathbf{r}, t) = e^{-i\mu t/\hbar} \phi(\mathbf{r})$, bajo la condición de normalización $\int d\mathbf{r} |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 = N$, con N el número total de partículas en el gas. La distribución de densidad de un BEC puede obtenerse como $n(r) = |\phi(r)|^2$.

En el límite de densidades altas, el término de interacción de campo medio, $\frac{4\pi\hbar^2 a}{m} n(r)$, domina la dinámica del condensado, mientras que el término cinético, $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$, puede ser ignorado. En este límite, la GPE puede ser resuelta trivialmente obteniendo:

$$n(r) = \begin{cases} \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} (\mu - V_{ext}(\mathbf{r})) & \text{si } \mu > V_{ext}, \\ 0 & \text{si } \mu \leq V_{ext}. \end{cases} \quad (2.23)$$

En el límite de Thomas-Fermi, la densidad del BEC depende exclusivamente del potencial externo y la interacción de campo medio. Así como en el caso del gas ideal de Bose, consideraremos el gas confinado en un potencial de la forma (2.10). En este caso, el perfil de densidad del BEC es de la forma:

$$n(x, y, z) = \frac{m}{4\pi\hbar^2 a} \left(\mu - \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right). \quad (2.24)$$

Utilizando la condición de normalización, $\int n(r) dr = N$, se puede mostrar que el potencial químico puede ser escrito como:

$$\mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(\frac{15aN}{a_{ho}} \right)^{2/5}, \quad (2.25)$$

donde, $a_{ho} = \sqrt{\hbar/(m\bar{\omega})}$ es la longitud del oscilador armónico. De la condición (2.23)

podemos definir la máxima extensión del condensado:

$$R_{TF}^i = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{\frac{2\mu}{m}} = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{m}} \left(\frac{15aN}{a_{ho}} \right)^{1/5}, \quad (2.26)$$

siendo R_{TF}^i los radios de Thomas-Fermi a lo largo de las direcciones $i = x, y, z$. La distribución de densidad de un BEC con y sin interacciones en un potencial armónico varía significativamente. Sin interacciones la distribución es gaussiana dada por (2.17), mientras que con interacciones la distribución es una parábola invertida dada por (2.24).

2.3. Estadística de Fermi-Dirac: Gas degenerado de Fermi

2.3.1. Gas ideal de Fermi

Al contrario del gas de Bose, en un gas ideal de Fermi en el límite $T \rightarrow 0$ el sistema no se condensa en el estado de mínima energía debido al principio de exclusión de Pauli que evita que las partículas del gas compartan el mismo estado cuántico, como es el caso del BEC. El comportamiento del gas de Fermi está descrito por la estadística de Fermi-Dirac, dada por[38]:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}\right) + 1}. \quad (2.27)$$

En el límite $T \rightarrow 0$, la distribución de Fermi-Dirac tiene la forma de una función escalón dada por:

$$f(r, T = 0) = \begin{cases} 1 & \text{si } \epsilon < \mu(T = 0) = E_F \\ 0 & \text{si } \epsilon > \mu(T = 0) = E_F \end{cases}. \quad (2.28)$$

La relación (2.28), muestra que en un gas de Fermi a $T = 0$, los niveles energéticos son poblados siempre que la energía sea menor al potencial químico, μ , o con la energía de Fermi, E_F . De forma análoga a (2.8), podemos obtener una expresión para el número total de fermiones a partir de la densidad de estados $D(\epsilon)$:

$$N = \int_0^\infty \frac{D(\epsilon)d\epsilon}{\exp\left(\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}\right) + 1}, \quad (2.29)$$

Considerando un gas de Fermi ideal confinado en un potencial armónico, dado por (2.10), el número total de átomos está dado por:

$$N = \frac{1}{2\hbar^3\bar{\omega}^3} \int_0^\infty \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{\exp\left(\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}\right) + 1}. \quad (2.30)$$

En el límite $T = 0$, (2.30) se puede resolver de manera analítica y obtener la energía de Fermi como función del número de fermiones en el sistema,

$$E_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3}. \quad (2.31)$$

A partir de la energía de Fermi, resulta conveniente definir el vector de onda de Fermi, k_F , y la temperatura de Fermi, T_F , como:

$$k_F = \frac{2mE_F}{\hbar} = 2m\bar{\omega}(6N)^{1/3}, \quad (2.32)$$

$$T_F = \frac{E_F}{k_B} = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B}(6N)^{1/3}. \quad (2.33)$$

Adicionalmente, podemos obtener la distribución de densidad de la nube fermiónica en un potencial armónico utilizando la expresión (2.15) sustituyendo la estadística de Fermi-Dirac (2.27). La distribución de densidad es,

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{h^3} \int f(\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}))d\mathbf{p} = \frac{1}{h^3} \int \frac{d\mathbf{p}}{\exp\left(\frac{\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) - \mu}{k_B T}\right) + 1}, \quad (2.34)$$

$$n(\mathbf{r}) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{R_{F_x} R_{F_y} R_{F_z}} \left(\max\left(0, 1 - \frac{x^2}{R_{F_x}^2} - \frac{y^2}{R_{F_y}^2} - \frac{z^2}{R_{F_z}^2}\right) \right)^{3/2}, \quad (2.35)$$

donde $R_{F_{x_i}} = \sqrt{\frac{2E_F}{m\omega_i^2}}$ son los radios de Fermi.

2.4. ¿Por qué utilizar litio?

El interés de utilizar isótopos de litio para el estudio de gases cuánticos proviene de sus propiedades de interacción a muy bajas temperaturas. Ambos isótopos de litio presentan lo que se conoce como resonancia de Feshbach[2, 45] que nos permite manipular la magnitud y la naturaleza de la interacción.

A lo largo de este trabajo nos centraremos en el estudio del isótopo fermiónico ${}^6\text{Li}$, debido a que junto con el isótopo de potasio ${}^{40}\text{K}$, son los únicos isótopos alcalinos fermiónicos estables además de poseer también isótopos bosónicos. Por esta razón, estas dos especies son muy populares en el estudio de gases fermiónicos[24], bosónicos o mezclas de bosones con fermiones del mismo elemento[25, 46, 47].

2.4.1. Propiedades físicas y atómicas del litio

El litio es el elemento alcalino más liviano de la tabla periódica. Algunas de las propiedades físicas del litio en bulto se listan en la Tabla 2.1.

Propiedad	Símbolo	Valor
Densidad [g/cm^3]	ρ	0.534
Número atómico	Z	3
Número de nucleones	$Z + N_{6\text{Li}}, Z + N_{7\text{Li}}$	6, 7
Abundancia natural	$n_{6\text{Li}}, n_{7\text{Li}}$	7.6 %, 92.4 %
Masa atómica [$10^{-27}kg$]	$m_{6\text{Li}}, m_{7\text{Li}}$	9.98834, 11.65036
Espín total electrónico	S	1/2
Espín total nuclear	$I_{6\text{Li}}, I_{7\text{Li}}$	1, 3/2

Tabla 2.1: Propiedades físicas del litio [48].

Una ventaja de utilizar litio es la simplicidad de su estructura electrónica. Al poseer un único electrón de valencia podemos aproximar su comportamiento utilizando un modelo de átomo hidrogeno pesado e introducir términos de corrección al hamiltoniano para obtener la estructura fina e hiperfina.

Estructura fina

El primer término de corrección surge del acoplamiento espín-órbita entre el momento orbital, \mathbf{L} , del electrón de valencia con su espín, \mathbf{S} , dando lugar al momento angular total del electrón, este se puede escribir como,

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (2.36)$$

con la siguiente condición en el número cuántico asociado J , $|L - S| \leq J \leq L + S$, donde L y S son los respectivos números cuánticos de \mathbf{L} y \mathbf{S} . El hamiltoniano que describe el acoplamiento espín-órbita es[48]

$$H_{LS} = \xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}, \quad (2.37)$$

donde $\xi(r)$ es un factor de acoplamiento cuya dependencia es únicamente espacial. Podemos reescribir H_{LS} de en términos de los operadores \mathbf{J}^2 , \mathbf{L}^2 y \mathbf{S}^2 como,

$$H_{LS} = \xi(r)\frac{1}{2}(\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2). \quad (2.38)$$

A partir de esta relación es fácil ver que las correcciones en la energía asociada al acoplamiento espín-órbita son de la forma:

$$\Delta E_{LS}(n^{2S+1}L_J) \propto \frac{1}{2}[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)], \quad (2.39)$$

donde $\Delta E_{LS}(n^{2S+1}L_J)$ es el cambio de energía del nivel $n^{2S+1}L_J$, en notación espectroscópica, y donde J , L y S son los números cuánticos asociados a \mathbf{J} , \mathbf{L} y \mathbf{S} respectivamente. Notemos que $\Delta E_{LS}(n^{2S+1}L_J)$ es distinto de cero solo si $L \neq 0$.

Estructura hiperfina

El siguiente término de corrección surge del acoplamiento entre el momento angular orbital, \mathbf{J} , con el espín nuclear, \mathbf{I} . De forma análoga al caso anterior, definimos el momento angular total como,

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}, \quad (2.40)$$

con la siguiente condición en el número cuántico asociado F , $|I - J| \leq F \leq I + J$, donde I y J son los respectivos números cuánticos de \mathbf{I} y \mathbf{J} . El cambio en energía introducido por la interacción hiperfina es de la forma[42],

$$\Delta E_{hf}(n^{2S+1}L_J) = \frac{a}{2}K + \frac{3b}{2} \frac{K(K+1)}{2I(2I+1)2J(2J+1)}, \quad (2.41)$$

donde $K = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)$. En este caso existen $2F + 1$ subniveles magnéticos, con distinto valor de proyección $m_F = -F, \dots, F$, que poseen la misma energía mientras no haya un campo externo que rompa la simetría de las diferentes proyecciones m_F .

En la Figura 2.2, se muestra la estructura fina e hiperfina del ${}^6\text{Li}$, donde se resaltan las transiciones que se estarán utilizando en el experimento. La transición $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$, denominada transición D2, será la transición que utilizaremos para el ciclo de enfriamiento Doppler, mientras que la transición $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2}$, denominada transición D1, será la que utilizaremos para realizar el enfriamiento sub-Doppler, como se discute en el capítulo 3. Las características de la líneas D1 y D2 se muestran en las tablas 2.2 y 2.3 respectivamente.

Propiedad	Símbolo	Valor
Longitud de onda (vacío)	λ	670.992421 nm
Numero de onda (vacío)	$k/2\pi$	14903.298 cm^{-1}
Frecuencia	ν	446.289634 THz
Tiempo de vida	τ	27.102 ns
Ancho de línea natural	Γ	5.8724 MHz
Intensidad de saturación	I_{sat}	7.59 mW/cm
Velocidad de retroceso	v_{rec}	9.886554 cm/s
Temperatura de retroceso	T_{rec}	3.53565356 μK

Tabla 2.2: Propiedades ópticas de la línea D1 [48].

Propiedad	Símbolo	Valor
Longitud de onda (vacío)	λ	670.977338 nm
Numero de onda (vacío)	$k/2\pi$	14903.633 cm^{-1}
Frecuencia	ν	446.799677 THz
Tiempo de vida	τ	27.102 ns
Ancho de línea natural	Γ	5.8724 MHz
Intensidad de saturación	I_{sat}	2.54 mW/cm
Velocidad de retroceso	v_{rec}	9.886776 cm/s
Temperatura de retroceso	T_{rec}	3.53581152 μK

Tabla 2.3: Propiedades ópticas de la línea D2 [48].

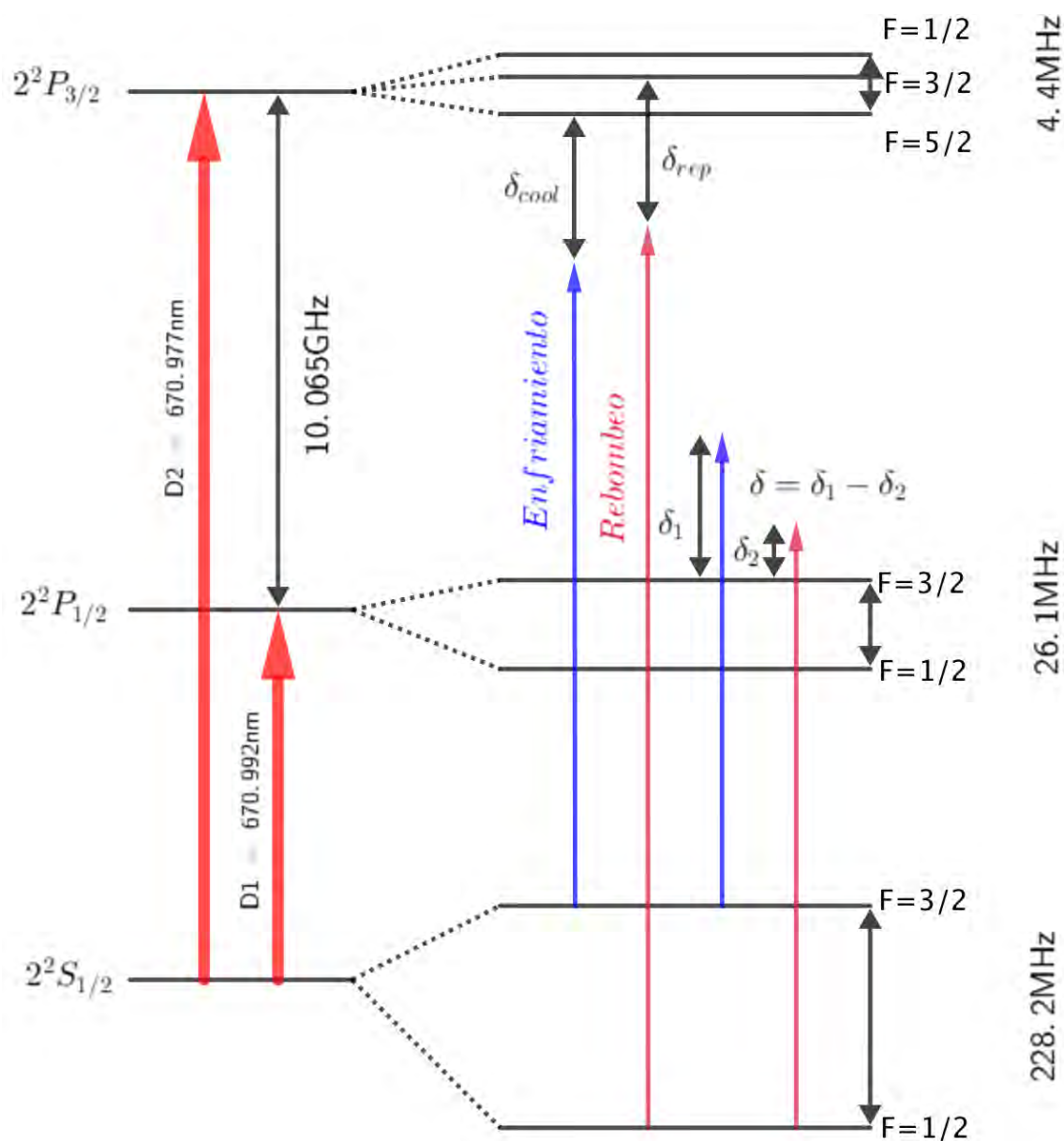


Figura 2.2: Esquema de los niveles energéticos del ${}^6\text{Li}$. A la izquierda se muestra la estructura fina mientras que del lado derecho se muestra la estructura hiperfina.

Efecto de un campo magnético externo

Hasta el momento hemos considerado la estructura atómica sin la presencia de un campo magnético presente. Consideremos ahora el acoplamiento de los niveles energéticos con un campo magnético externo. La degeneración del estado hiperfino \mathbf{F} se rompe debido a un término de acoplamiento Zeeman entre el campo magnético externo y el momento angular total del átomo:

$$H_B = -\frac{\mu_B}{\hbar}(g_J\mathbf{J} + g_I\mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (2.42)$$

donde μ_B es el magnetón de Bohr, y g_J y g_I son los factores de Landé del electrón y del núcleo respectivamente. En la Tabla 2.4 se recopilan los factores g de Landé nuclear y electrónicos para ${}^6\text{Li}$.

Propiedad	Símbolo	Valor
Factor-g nuclear	g_I	-0.0004476540
Factor-g electrónico	$g_J(2^2S_{1/2})$	2.0023010
	$g_J(2^2P_{1/2})$	0.6668
	$g_J(2^2P_{3/2})$	1.335

Tabla 2.4: Factores g nuclear y electrónico para el ${}^6\text{Li}$ [48].

En la aproximación de campos magnéticos bajos, las energías del hamiltoniano compuesto, $H = H_{hf} + H_B$, presentan un corrimiento energético dado por,

$$\Delta E = \frac{\mu_B}{\hbar}g_F m_F B, \quad (2.43)$$

donde g_F se define como:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.44)$$

Regimen Paschen-Bach

Mientras los campos magnéticos sean *bajos*² los números cuánticos $\{I, F, m_I, m_F\}$ son los adecuados para la descripción del sistema. Sin embargo, para campos magnéticos mayores, estos números cuánticos dejan de ofrecer una buena descripción del sistema. En este caso, los números cuánticos que ofrecen una buena descripción del sistema corresponden a $\{I, J, m_I, m_J\}$. El comportamiento de los átomos en el régimen de campo magnéticos altos se conoce como régimen de Paschen-Bach. En este régimen, el cambio energético de los niveles electrónicos está dado por:

²Como se puede ver en la Figura 2.3 este límite depende del nivel hiperfino en que se encuentren los electrones.

$$\Delta E = \frac{\mu_B}{\hbar}(g_I m_I + g_J m_J)B. \quad (2.45)$$

A pesar de tener expresiones para ambos regímenes, las relaciones (2.43) y (2.45) siguen siendo aproximaciones del comportamiento real de los niveles energéticos en campo magnéticos externos. Para esto se resolvió numéricamente el siguiente hamiltoniano que describe la interacción con un campo magnético externo [49]:

$$H = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + \frac{1}{\hbar}(\mu_B g_J \mathbf{J} + \mu_N g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (2.46)$$

$$H = AI_z J_z + \frac{A}{2}(J_+ I_- + J_- I_+) + B_z \left(\frac{\mu_B}{\hbar} g_J J_z + \mu_N g_I I_z \right). \quad (2.47)$$

En la Figura 2.3, se muestran los cambios energéticos para los 3 niveles que nos interesan en este trabajo, $2^2S_{1/2}$, $2^2P_{1/2}$ y $2^2P_{3/2}$.

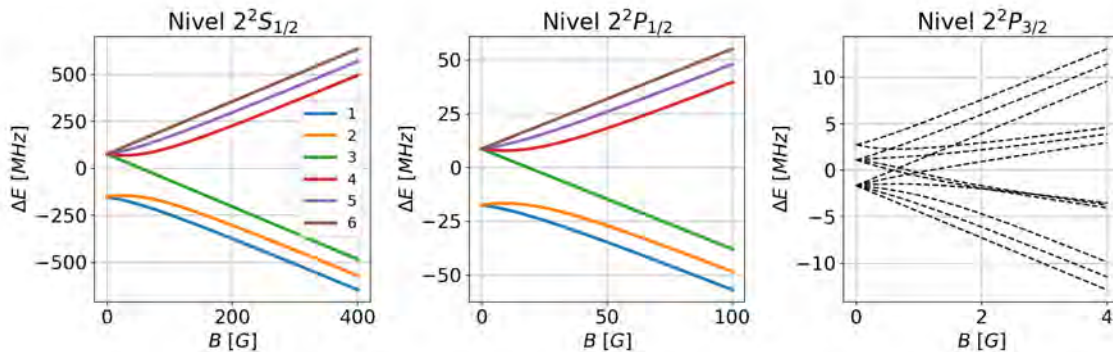


Figura 2.3: Corrimiento en los niveles energéticos de los diferentes niveles hiperfinos de átomo de ${}^6\text{Li}$ en función de la magnitud del campo magnético externo.

En este régimen, las reglas de selección para las transiciones dipolares son [49]:

$$\Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1 \quad (0 \leftrightarrow 0), \Delta m_J = 0, \pm 1. \quad (2.48)$$

Si $\vec{k} \perp \vec{B}$ entonces solo pueden ocurrir las transiciones donde:

$$\Delta m_J = \pm 1 \text{ si pol. lineal } \perp \vec{B}, \quad (2.49)$$

$$\Delta m_J = 0 \text{ si pol. lineal } \parallel \vec{B}. \quad (2.50)$$

De forma análoga, si $\vec{k} \parallel \vec{B}$ entonces solo pueden ocurrir las transiciones donde

$$\Delta m_J = \pm 1 \text{ pol. circular,} \quad (2.51)$$

$$\Delta m_J = 0 \text{ prohibido.} \quad (2.52)$$

Resonancias de Feshbach

La razón principal por la cual el estudio de los gases cuánticos de ${}^6\text{Li}$ son de gran interés es por las resonancias de Feshbach que presenta. Las resonancias de Feshbach nos permiten controlar la interacción por medio de la longitud de dispersión en las colisiones a bajas temperaturas, utilizando un campo magnético externo[2].

Al colocar las partículas en un campo magnético externo la longitud de dispersión se ve modificada, y puede ser descrita de la siguiente manera[50],

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right), \quad (2.53)$$

donde B_0 es el campo magnético donde ocurre la resonancia, Δ corresponde al ancho de la resonancia y a_{bg} es la longitud de dispersión muy lejos de la resonancia. La relación (2.53) solamente es válida para valores de campos magnéticos cercanos al centro de la resonancia. En el caso de ${}^6\text{Li}$, existen varias resonancias de Feshbach considerando la colisión entre diversas componentes hiperfinas[2, 51, 52, 53, 54]. A pesar de la gran variedad de resonancias que existen tanto en ${}^6\text{Li}$ como en ${}^7\text{Li}$, la mayoría son muy estrechas, con un ancho menor a 1G [51]. Sin embargo, estos isótopos presentan unas resonancias de Feshbach más anchas, del orden de 300G , en la Figura 2.4 se muestran las longitudes de dispersión como función del campo magnético para la colisión entre los las distintas componentes hiperfinas del ${}^6\text{Li}$, $|F = 1/2, m_F = -1/2\rangle - |F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$, $|F = 1/2, m_F = -1/2\rangle - |F = 1/2, m_F = -3/2\rangle$ y $|F = 1/2, m_F = 1/2\rangle - |F = 1/2, m_F = -3/2\rangle$. Por conveniencia denotaremos a los estados $|F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$, $|F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$ y $|F = 1/2, m_F = -3/2\rangle$ como $|1\rangle$, $|2\rangle$ y $|3\rangle$ respectivamente.

La razón principal por la cual se escogió ${}^6\text{Li}$ es por su resonancia entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$, donde los parámetros de la relación (2.53) son $a_{bg} = -1405a_0$, $\Delta = 300\text{G}$ y $B_0 = 834\text{G}$ [2], donde a_0 es el radio de Bohr. Ésta será la resonancia que más se utilizará en el Laboratorio de Materia Ultrafría, debido a las propiedades y naturaleza de los superfluidos que se pueden crear[1], ver Figura 2.5.

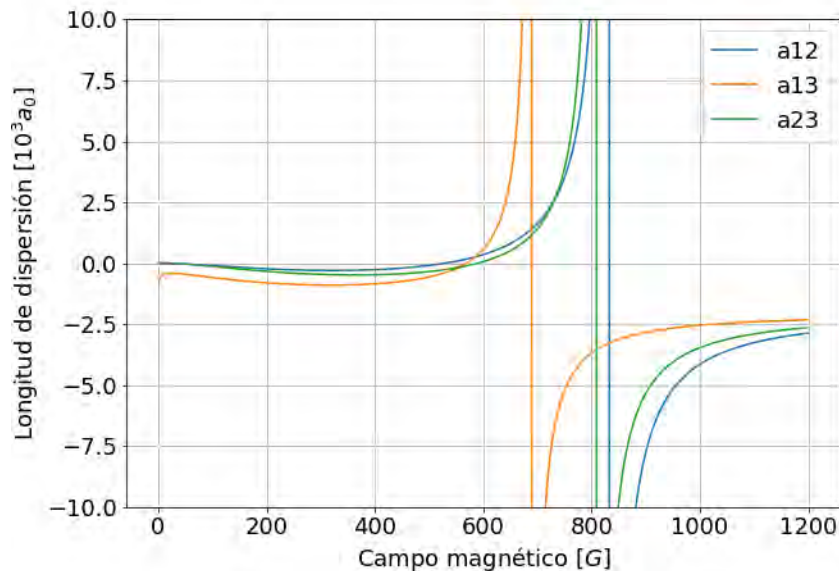


Figura 2.4: Longitud de dispersión para las colisiones entre las componentes $|1\rangle$, $|2\rangle$ y $|3\rangle$ como función del campo magnético. Datos obtenidos de [55].

Cuando la longitud de dispersión es negativa y muy grande, se puede observar un superfluido fermiónico formado por pares de átomos ligados en el espacio de momentos, o pares de Cooper, debido a que interacción es atractiva en éste régimen el superfluido puede ser descrito utilizando la teoría BCS[1]. Cuando la longitud de dispersión es positiva, se puede observar un superfluido formado por moléculas de Feshbach, estas consisten en un estado ligado entre dos átomos debido a su interacción repulsiva a cortas distancias. En este régimen, la condensación de Bose-Einstein se puede llevar a cabo debido a la formación de moléculas cuyo espín total es entero, obteniendo un condensado de Bose-Einstein molecular. Finalmente, en la región intermedia entre el lado BEC y el lado BCS, se conoce como régimen unitario, la longitud de dispersión puede considerarse como infinita, y la sección eficaz de choque como $\sigma = \frac{4\pi}{k}$. Éste régimen es fuertemente interactuante.

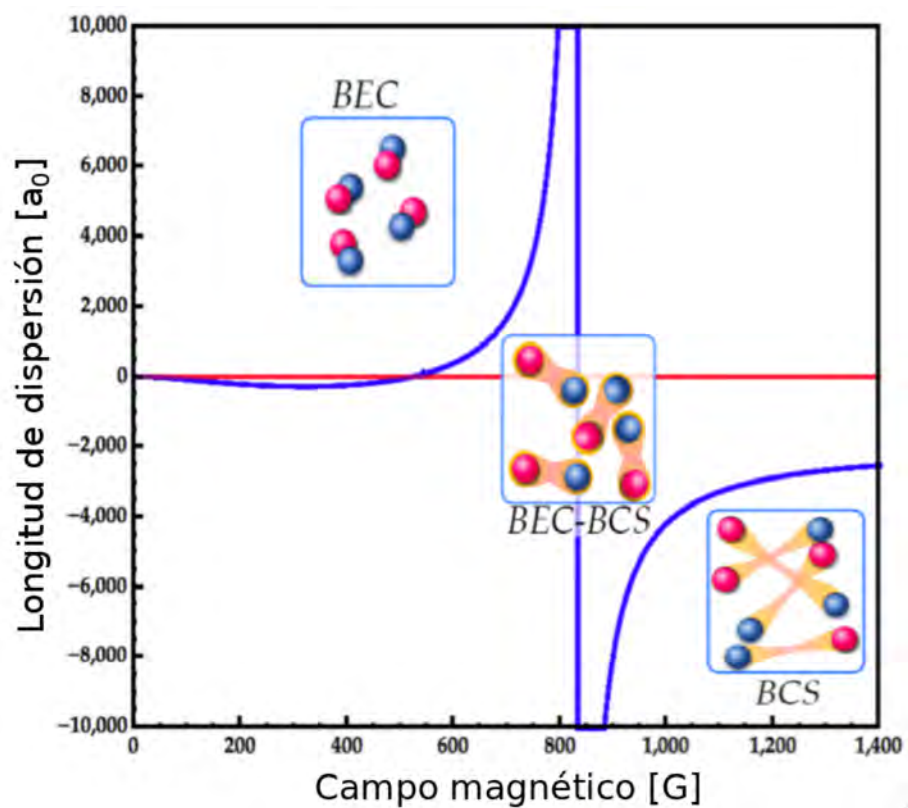


Figura 2.5: Longitud de dispersión entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ como función del campo magnético cerca de una resonancia de Feshbach. Los cuadros muestran los diferentes comportamientos que se presentan a lo largo de la resonancia.

Capítulo 3

Enfriamiento láser

En el presente capítulo, se describen los principales mecanismos que nos permiten tanto enfriar como confinar a un gas atómico utilizando luz y campos magnéticos, en lo que se conoce como enfriamiento Doppler. Posteriormente, se hará especial énfasis en el caso particular del ${}^6\text{Li}$, en donde la técnica habitual de enfriamiento sub-Doppler es muy ineficiente, y un método adicional conocido como melaza gris, utilizando la transición D1, se discutirá como técnica de enfriamiento sub-Doppler.

3.1. Fuerza de radiación

Para entender el principio detrás de las técnicas de enfriamiento con láser necesitamos primero entender cómo es la interacción entre luz y materia. En particular, nos interesa el caso en que la luz puede inducir transiciones electrónicas en los átomos, es decir que la frecuencia de la luz esté cerca de la frecuencia de resonancia de alguna transición atómica. La acción repetida de absorción de luz proveniente de una misma dirección da lugar a una fuerza conocida como fuerza de presión de radiación.

Para analizar lo que ocurre en los procesos de absorción y emisión de fotones, utilizaremos el modelo simple de un átomo de dos niveles. Este modelo se puede utilizar ya que al sintonizar la frecuencia de la luz cerca de una frecuencia de transición atómica, esta frecuencia estará muy lejos de las demás transiciones atómicas, y la probabilidad de excitar estos niveles adicionales es casi nula, por lo que se pueden ignorar, como se ilustra en la Figura [3.1a](#).

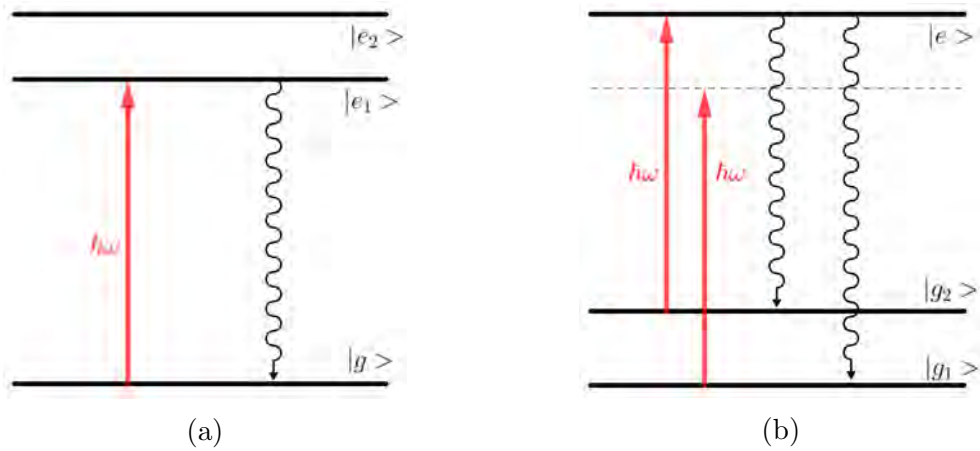


Figura 3.1: Descripción del átomo de dos niveles. a) La luz resonante con una transición solamente puede excitar esa transición, por lo que es válido utilizar el modelo de dos niveles como primera aproximación. b) El modelo de dos niveles deja de funcionar cuando se introduce un segundo estado base, debido a pérdidas no resonantes con la transición.

Cuando un átomo absorbe un fotón experimenta un cambio de momento lineal. Después de un cierto tiempo τ , el tiempo de vida del nivel excitado, el átomo decae al estado base emitiendo un fotón, experimentando un segundo cambio de momento lineal, ver Figura 3.2. El proceso de emisión es completamente aleatorio y puede ocurrir en cualquier dirección, esto se conoce como emisión espontánea.

Ahora consideremos el proceso de absorción estimulada y emisión espontánea utilizando una fuente continua de luz que se propaga a lo largo de una dirección particular. Al considerar la repetición de muchos ciclos de absorción y emisión podemos calcular el cambio de momento neto que introducen la absorción por una parte y la emisión espontánea por otra, como se muestra esquemáticamente en la Figura 3.2. El cambio de momento neto debido a la absorción de un fotón con momento $\hbar\vec{k}$, es $\langle\Delta\vec{p}\rangle = \hbar\vec{k}$. Sin embargo, el cambio de momento neto debido a la emisión espontánea es $\langle\Delta\vec{p}\rangle = 0$, debido a que la emisión ocurre en todas las direcciones. De esta forma, si el átomo se encuentra en movimiento en dirección opuesta a la dirección de incidencia de la luz, éste disminuye su velocidad.

Cuando comenzamos a considerar la estructura real de los átomos, en donde se puede considerar que tienen al menos dos estados base, como se muestra en el la Figura 3.1b, existe un mecanismo en el cuál los átomos en el estado excitado decaen al

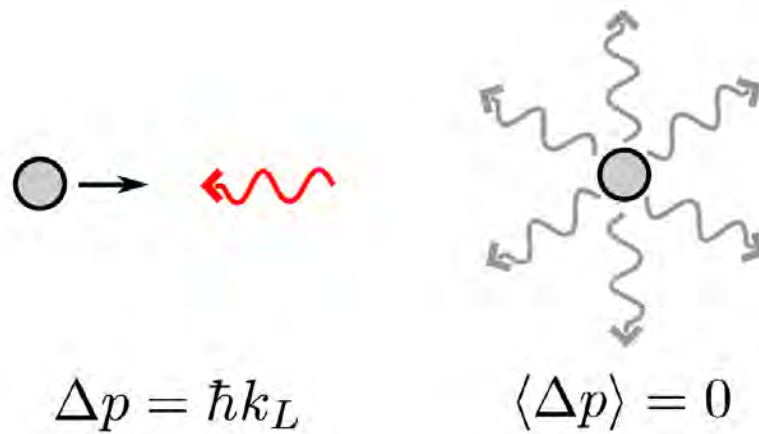


Figura 3.2: Esquema del proceso de enfriamiento laser, el proceso de absorción ocurre a lo largo de la misma dirección, el cambio de momento promediado temporalmente es distinto a cero. Mientras que el proceso de emisión espontánea ocurre en todas las direcciones, por lo que su contribución promediado temporalmente es cero. Imagen tomada de [56].

segundo estado base, en donde la luz deja de estar en resonancia con la transición escogida, por lo tanto, ese átomo dejará de formar parte del ciclo de absorción y emisión, y por lo tanto no se podrá seguir siendo enfriado. Este problema se puede solucionar introduciendo una segunda frecuencia de luz, correspondiente a la transición entre el segundo estado base y el estado excitado. La adición de esta segunda frecuencia es con el fin de mantener los átomos en el ciclo de enfriamiento. Comúnmente estas dos frecuencias se conocen como frecuencia de enfriamiento, para la frecuencia principal de enfriamiento, y frecuencia de rebombado, para aquella que permite mantener los átomos en el ciclo.

La descripción que se dio ilustra de manera simple el proceso de enfriamiento por medio de técnicas láser, sin embargo, es una descripción muy ingenua y no considera varios efectos de gran importancia. El primero de estos efectos surge de la diferencia de frecuencia que se utiliza y la frecuencia que observa el átomo. Por esta razón, una descripción más detallada se debe de llevar a cabo.

La fuerza de presión de radiación surge del cambio de momento lineal neta que experimenta un átomo en presencia de un haz de luz. Esta fuerza se puede expresar como $\vec{F}_{rad} = \langle \Delta \vec{p} \rangle / \Delta t$, el cambio de momento que se experimenta al absorber un foton es $\langle \Delta \vec{p} \rangle = \hbar \vec{k}$, donde \vec{k} es el vector de onda de la luz, y Δt se puede relacionar con la tasa de emisión de fotones, $\gamma_{scat} = 1/\Delta t$, de forma que la fuerza de radiación

se puede expresar como:

$$\vec{F}_{rad} = \hbar \vec{k} \gamma_{scat} = \hbar \vec{k} \Gamma \rho_{ee}, \quad (3.1)$$

donde $\Gamma = 1/\tau$ es el ancho natural de la transición, y corresponde al inverso del tiempo de vida del estado excitado del átomo, y ρ_{ee} es la probabilidad de que el átomo se encuentre en el estado excitado. Este término, ρ_{ee} , depende tanto de la intensidad del haz con que iluminamos a los átomos, como de la frecuencia de la luz. La probabilidad de estar en el estado excitado se puede obtener a partir de resolver las ecuaciones ópticas de Bloch en el caso estacionario, en la aproximación semi-clásica para el problema de un átomo de dos niveles en presencia de un campo eléctrico, y se puede expresar de la siguiente forma[42]:

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.2)$$

donde $s_0 = I/I_{sat}$ es el parámetro de saturación en resonancia que depende de la intensidad del haz y de la intensidad de saturación de la transición, $I_{sat} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau}$, y $\delta = \omega_L - \omega_0$ es la desintonía de la luz, cuya frecuencia angular es $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ y la frecuencia de la transición es $\omega_0 = \Delta E/\hbar$. Finalmente, la fuerza de presión de radiación y la tasa de emisión, obtenidas por sustitución de (3.2) en (3.1), que siente un átomo en reposo se expresan como:

$$\vec{F}_{rad} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.3)$$

$$\gamma_{scat} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (3.4)$$

3.2. Melaza óptica

En la derivación anterior consideramos únicamente la interacción de un átomo en reposo con un haz de luz. Sin embargo, los átomos se encuentran en constante movimiento. La frecuencia de luz que perciben los átomos en movimiento depende de la velocidad de éstos debido al efecto Doppler. La frecuencia de luz que perciben los átomos que se mueven con velocidad \vec{v} se ve modificada de la siguiente forma: $\omega'_L = \omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$. La desintonía de la luz se ve modificada de la siguiente forma

$\delta = \omega_L - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} = \delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$. La fuerza de radiación sobre un átomo en movimiento es:

$$\vec{F}_{rad} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2(\delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma\right)^2}. \quad (3.5)$$

Ahora consideremos el caso de un átomo interactuando con dos haces de luz contrapropagantes. En este caso, el átomo experimenta fuerzas de distintas magnitudes debido a que la fuerza de radiación depende de la dirección y magnitud de la velocidad del átomo. La fuerza que experimenta el átomo debido a los dos haces de luz contrapropagantes se puede escribir como [42]:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{total} &= \vec{F}_{rad+} + \vec{F}_{rad-} \\ &= \frac{\hbar \vec{k}^+ \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2(\delta_0 - \vec{k}^+ \cdot \vec{v})/\Gamma\right)^2} + \frac{\hbar \vec{k}^- \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2(\delta_0 - \vec{k}^- \cdot \vec{v})/\Gamma\right)^2}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$(3.7)$$

donde el vector de onda \vec{k}^+ que produce la fuerza \vec{F}_{rad+} es tal que $\vec{k}^+ \cdot \vec{v} = |\vec{k} \cdot \vec{v}|$. De forma análoga, el vector de onda \vec{k}^- que produce la fuerza \vec{F}_{rad-} es tal que $\vec{k}^- \cdot \vec{v} = -|\vec{k} \cdot \vec{v}|$. Simplificando la relación anterior obtenemos la siguiente relación para la fuerza total:

$$\vec{F}_{total} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma s_0}{2} \left(\frac{1}{1 + s_0 + \left(2(\delta_0 - |\vec{k} \cdot \vec{v}|)/\Gamma\right)^2} - \frac{1}{1 + s_0 + \left(2(\delta_0 + |\vec{k} \cdot \vec{v}|)/\Gamma\right)^2} \right), \quad (3.8)$$

que resulta en

$$\vec{F}_{total} = \frac{\hbar \vec{k} s_0}{2} \left(\frac{16\delta_0 k v / \Gamma}{(1 + s_0)^2 + \frac{8}{\Gamma^2} (1 + s_0) (\delta_0^2 - (k v)^2) + \frac{16}{\Gamma^4} (\delta_0^2 + (k v)^2)^2} \right). \quad (3.9)$$

En la Figura 3.3 se muestra el comportamiento de la fuerza total de dos haces contrapropagantes en un átomo como función de la velocidad del átomos, para distintos

valores de la desintonía y de parámetros de saturación. Al realizar la aproximación para velocidades bajas, $|kv| \ll \Gamma$, en la relación (3.9) obtenemos el siguiente comportamiento:

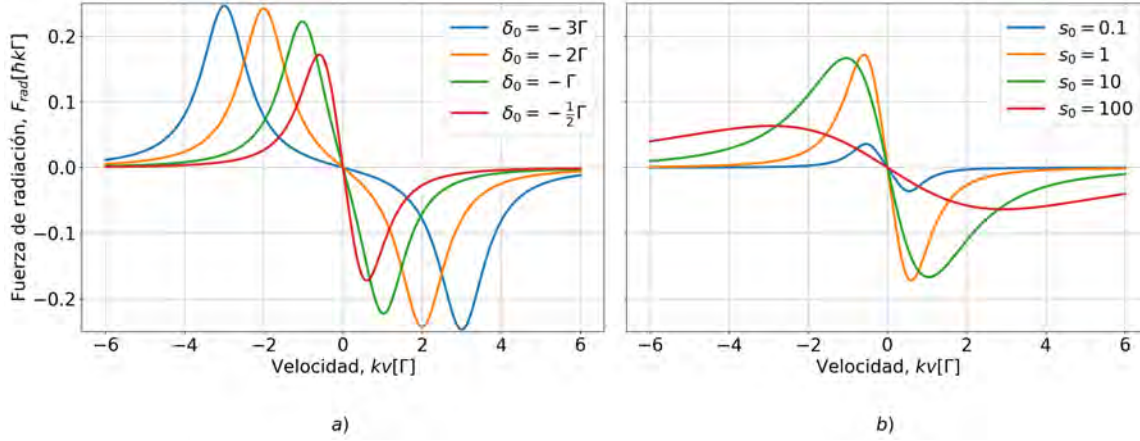


Figura 3.3: Comportamiento de la fuerza de presión de radiación en función de a) la desintonía, $s_0 = 1$. y b) el parámetro de saturación, $\delta_0 = -\frac{1}{2}\Gamma$

$$\vec{F}_{total} \approx \frac{\hbar k^2 s_0}{2} \left(\frac{16\delta_0/\Gamma}{(1+s_0)^2 + 8(1+s_0)(\delta_0/\Gamma)^2 + 16(\delta_0/\Gamma)^4} \right) \vec{v}. \quad (3.10)$$

Lo primero que debemos observar en la ecuación (3.9) y (3.10) es el signo de la fuerza, la única cantidad que no es estrictamente positiva es el valor de la desintonía¹. De forma que, si queremos que la fuerza de presión de radiación sea una fuerza viscosa, es decir que se puede expresar como $\vec{F} = -\alpha\vec{v}$ con $\alpha > 0$, la desintonía de la luz debe de ser negativa, desintonizada hacia el rojo, y donde α se expresa como:

$$\alpha = \frac{\hbar k^2 s_0}{2} \left(\frac{16|\delta_0|/\Gamma}{(1+s_0)^2 + 8(1+s_0)(\delta_0/\Gamma)^2 + 16(\delta_0/\Gamma)^4} \right). \quad (3.11)$$

Usualmente, la relación (3.10) suele aplicarse en el límite de bajas intensidades de saturación, si escribimos el coeficiente de viscosidad en este caso tenemos

$$\alpha = 4\hbar k^2 s_0 \left(\frac{2|\delta_0|/\Gamma}{(1+(2\delta_0/\Gamma)^2)^2} \right). \quad (3.12)$$

¹En la Figura 3.3 se muestran valores negativos de kv mostrando en realidad $\vec{k} \cdot \vec{v}$, en este caso el signo indica el sentido de la velocidad.

3.2.1. Límite Doppler

Las técnicas de enfriamiento láser son prometedoras para poder alcanzar temperaturas muy bajas, sin embargo, éstas tienen limitaciones en términos de la mínima temperatura que se puede alcanzar. Éste límite se conoce como temperatura Doppler, o límite Doppler en general [57]. El origen de este límite es de la naturaleza discreta de la fuerza de presión de radiación, durante el tiempo de vida del estado excitado la presencia de otros fotones no afecta el estado de movimiento del átomo, debido a que estos fotones no pueden ser absorbidos. Las expresiones obtenidas anteriormente corresponden a la fuerza promedio experimentada a lo largo de varios ciclos. La fuerza que realmente experimentan los átomos presenta fluctuaciones debido principalmente al número de fotones absorbidos y la dirección de emisión durante el proceso de emisión espontánea. Estas fluctuaciones se vuelen relevantes conforme la temperatura va disminuyendo, hasta ser el origen del límite de enfriamiento.

Para obtener la mínima temperatura que se puede obtener en este proceso, se necesita conocer la tasa con la que los átomos se enfrían y se calientan, para poder compararlos y así obtener una expresión para la velocidad promedio de las partículas. La tasa con la que ocurre el proceso de enfriamiento esta dada por el producto $\vec{F} \cdot \vec{v}$, es proporcional al cuadrado de la velocidad, mientras que la tasa de calentamiento es proporcional a la tasa de emisión que es independiente de la velocidad. La tasa de enfriamiento esta dada por [58]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{enfriamiento}} = Fv = -\alpha v^2, \quad (3.13)$$

y la tasa de calentamiento por:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{calentamiento}} = 2\frac{(\Delta p)^2}{2m}\gamma_{\text{scat}} = 2\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left(\frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta_0/\Gamma)^2}\right). \quad (3.14)$$

Al alcanzar el equilibrio, igualando los términos de calentamiento y enfriamiento, y utilizando la relación $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv^2$, la temperatura mínima que se puede alcanzar se puede expresar como

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + s_0 + (2\delta_0/\Gamma)^2}{2|\delta_0|/\Gamma}. \quad (3.15)$$

La expresión (3.15), tiene un mínimo que se alcanza en el límite de intensidades bajas, $s_0 \rightarrow 0$, y con el valor de desintonía $\delta_0 = -\frac{\Gamma}{2}$, como se puede ver en la Figura 3.4. La temperatura Doppler puede expresarse como

$$k_b T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (3.16)$$

En el caso del litio, donde $\Gamma = 2\pi \times 5.87 \text{MHz}$, la temperatura Doppler es $T_D \approx 140 \mu\text{K}$.

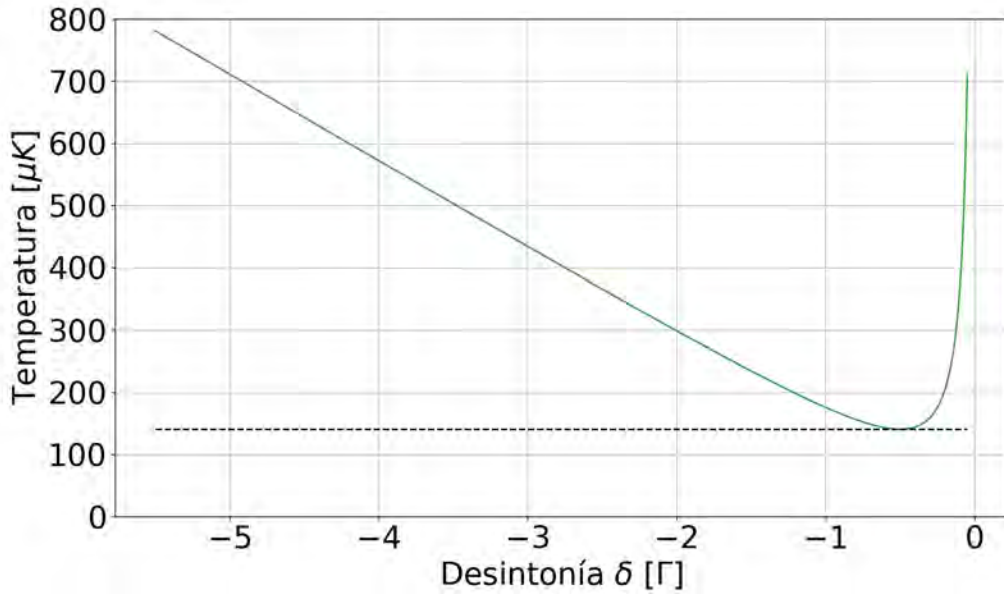


Figura 3.4: Límite Doppler como función de la desintonía del haz de enfriamiento para ${}^6\text{Li}$, $\Gamma = 2\pi \times 5.87 \text{MHz}$. La línea punteada corresponde a la temperatura Doppler sienta la mínima temperatura que se puede alcanzar con esta técnica.

3.3. Trampa magneto-óptica

La fuerza de melaza actúa únicamente como una fuerza viscosa, enfriando a los átomos, sin embargo, no es capaz de confinar espacialmente a los átomos debido a que no existe una dependencia espacial en la fuerza. En 1986, J. Dalibard teóricamente y D. Pritchard *et.al* experimentalmente [59, 60] lograron realizar la primera trampa de átomos neutros. Su solución fue utilizar una combinación de campos magnéticos y de luz para lograrlo, este tipo de trampa se conoce como trampa magneto-óptica (MOT,

por sus siglas en inglés). Su propuesta fue utilizar un gradiente de campo magnético, con un cero de campo magnético en el centro de la trampa, adicionalmente utilizar luz circularmente polarizada en la melaza óptica en lugar de linealmente polarizada.

Para comprender la física detrás de la MOT, consideremos el caso 1D de dos haces contrapropagantes desintonizados hacia el rojo, como en el caso de la melaza óptica, con dos ligeras modificaciones, la primera es que los haces tienen polarización circular opuesta, $\sigma^+ - \sigma^-$, y la segunda que haya un campo magnético que sea lineal a lo largo del eje que consideramos, de la forma $\vec{B}(0, 0, z) = \frac{\partial B}{\partial z} \vec{z} = b\vec{z}$, considerando $z = 0$ como el centro de la trampa. Esta configuración se muestra en el esquema de la Figura 3.5b).

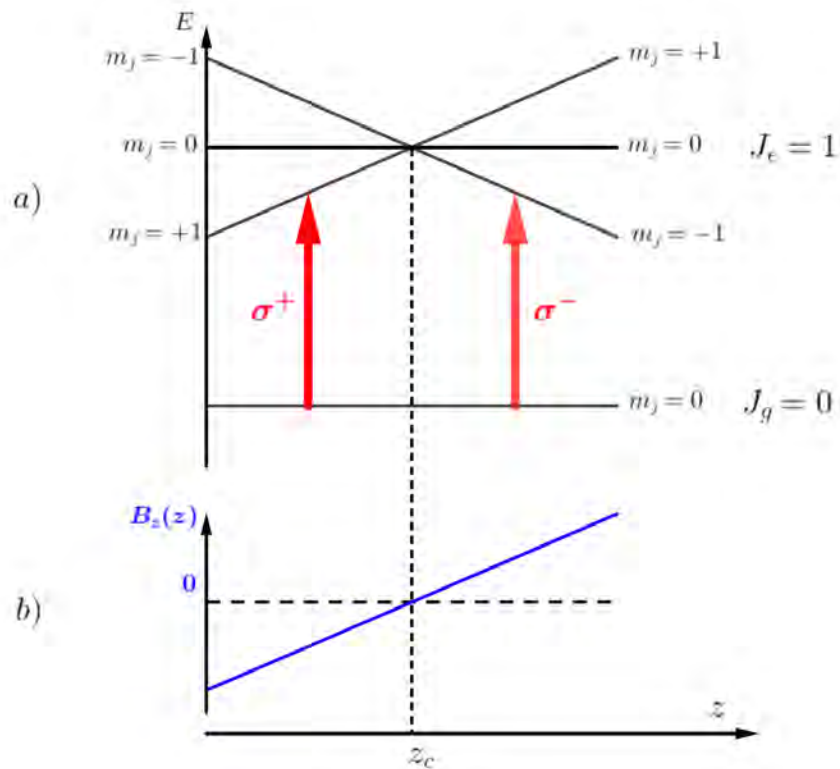


Figura 3.5: Diagrama del principio de la MOT en una dimensión para un átomo de dos niveles, en la transición $J = 0 \rightarrow J = 1$.

La presencia de un campo magnético introduce un corrimiento en los niveles de energía del átomo debido al efecto Zeeman lineal, Este efecto ocurre por el acoplamiento del momento magnético, $\mu \neq 0$, al campo magnético. El corrimiento Zeeman se puede expresar como $\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -m_j g_j \mu_B B(z)$, ver Figura 3.5 a), de forma que la separación entre dos niveles atómicos es $\Delta E_{j \rightarrow j'} = -(m_{j'} g_{j'} - m_j g_j) \mu_B B(z)$,

donde m_j es el la proyección del momento angular total del electrón j , y puede tomar valores $m_j = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j$; los factores g_j son los factores de Landé, ver la Tabla 2.4. El corrimiento Zeeman introduce una nueva desintonía de la forma

$$\delta_Z = -\frac{1}{\hbar}(m_{j'}g_{j'} - m_jg_j)\mu_B B(z) = -\frac{\Delta\mu B(z)}{\hbar}, \quad (3.17)$$

que debemos de considerar al momento de calcular la fuerza de presión de radiación. La fuerza de presión de radiación (3.9) se modifica de la siguiente forma:

$$\vec{F}_{total} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma s_0}{2} \left(\frac{1}{1 + s_0 + (2\delta_+/\Gamma)^2} - \frac{1}{1 + s_0 + (2\delta_-/\Gamma)^2} \right), \quad (3.18)$$

en donde:

$$\delta_{\pm} = \delta_0 \pm \left(\vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\Delta\mu bz}{\hbar} \right), \quad (3.19)$$

es la desintonía total, incluyendo la desintonía del haz, el corrimiento Doppler y el corrimiento Zeeman. La fuerza total se puede reescribir como:

$$\vec{F}_{total} = \frac{\hbar\vec{k}s_0}{2} \left(\frac{16\delta_0(kv + \frac{\Delta\mu bz}{\hbar})/\Gamma}{(1 + s_0)^2 + \frac{8}{\Gamma^2}(1 + s_0)(\delta_0^2 - (k + \frac{\Delta\mu bz}{\hbar})^2) + \frac{16}{\Gamma^4}(\delta_0^2 + (kv + \frac{\Delta\mu bz}{\hbar})^2)^2} \right). \quad (3.20)$$

Si consideramos la aproximación para átomos cuyas velocidades son pequeñas y se encuentran cerca del centro de la trampa, es decir $|kv| \ll \Gamma$ y $|\frac{\Delta\mu bz}{\hbar}| \ll \Gamma$, entonces la fuerza (3.20) se puede aproximar como

$$\vec{F}_{total} \approx 4\hbar k s_0 \left(\frac{2\delta_0/\Gamma}{(1 + s_0)^2 + 8(1 + s_0)(\delta_0/\Gamma)^2 + 16(\delta_0/\Gamma)^4} \right) \left(k\vec{v} + \frac{\Delta\mu b}{\hbar}\vec{z} \right), \quad (3.21)$$

que se puede reescribir como $\vec{F}_{tot} = -\alpha\vec{v} - \beta\vec{z}$, donde α esta dado por (3.11) y $\beta = \frac{\Delta\mu b}{\hbar k}\alpha$. Análogamente al caso de la melaza óptica, α corresponde al coeficiente del término viscoso de la fuerza, cuya función es enfriar a los átomos, y β corresponde al coeficiente del término restaurador, cuya función es confinar a los átomos cerca del centro de la trampa.

Si nos fijamos en la dinámica de una partícula sometida a esta fuerza, utilizando la segunda ley de Newton llegamos a la ecuación de un oscilador armónico amortiguado,

$$\ddot{z} + \gamma\dot{z} + \omega^2 z = 0, \quad (3.22)$$

donde $\gamma = \alpha/m$ y $\omega^2 = \beta/m$, con m la masa de la partícula.

Sin embargo, la aproximación realizada es valido cuando las partículas están cerca al centro de la trampa, y deja de ser válida cuando el corrimiento Zeeman es comprable con la desintonía original del haz, δ_0 , es decir cuando

$$\hbar|\delta_0| = \Delta\mu b r_c. \quad (3.23)$$

Se define el radio de captura de la trampa como $r_c = \frac{\hbar|\delta_0|}{\Delta\mu b}$. Una vez definido el radio de captura de la MOT, podemos definir la velocidad de captura correspondiente a la máxima velocidad posible con la que una partícula entrando a la trampa puede ser desacelerada hasta una velocidad nula cuando llega al centro de la trampa. La velocidad de captura de la trampa se define como:

$$v_c = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2m}} r_c = \sqrt{\frac{\hbar^2 k \Gamma |\delta_0|}{2m \Delta\mu b}}. \quad (3.24)$$

Esta velocidad corresponde a una temperatura de captura dada por:

$$k_B T_{cap} = \frac{\hbar^2 k \Gamma |\delta_0|}{2\Delta\mu b}. \quad (3.25)$$

Esta temperatura no corresponde a la temperatura en la que se encuentra la nube de átomos de la MOT, es una estimación de la máxima temperatura que pueden tener los átomos dentro de la trampa para mantenerlos confinados. Utilizando parámetros comunes para el experimento se tiene, $r_c \approx 1.2\text{cm}$, $v_c \approx 59.6\text{m/s}$ y $T_{cap} \approx 5\text{K}$.

3.3.1. Densidad del espacio fase

Una cantidad de gran interés para poder determinar que tan cerca se encuentra la nube de la degeneración, es la llamada densidad en el espacio fase definida como:

$$\rho = n\lambda_{dB}^3 = n \left(\frac{h^2}{2\pi m k_B T} \right)^{3/2}, \quad (3.26)$$

donde λ_{dB} corresponde a la longitud de onda de de Broglie asociada a los átomos. Si esta cantidad es cercana a 1, es decir que la distancia interatómica es del mismo orden que la longitud de onda térmica de de Broglie, el sistema llega a la degeneración cuántica.

Sin embargo, después del proceso de enfriamiento utilizando la melaza óptica la mínima temperatura alcanzable es la temperatura Doppler, $T_D \approx 140\mu K$, en condiciones habituales del experimento la densidad del espacio fase sería de $\rho \approx 2 \cdot 10^{-7} \ll 1$, aún muy lejos del régimen cuántico. Por esta razón, se necesitan implementar otras técnicas de enfriamiento por debajo de la temperatura Doppler. Estas técnicas de enfriamiento se conocen como enfriamiento sub-Doppler por melaza gris [3.4](#), y el enfriamiento evaporativo. La meta de estas técnicas es aumentar la densidad del espacio fase hasta alcanzar el régimen de degeneración.

3.4. Enfriamiento sub-Doppler

Hasta el momento hemos visto las técnicas de enfriamiento que se conocen como enfriamiento Doppler ya que la mínima temperatura que se puede alcanzar es la temperatura Doppler [\[57\]](#), $k_b T_D = \hbar\Gamma/2$. A pesar que los primeros experimentos aplicando la melaza óptica parecían estar en acuerdo con este límite utilizando átomos de Na [\[61\]](#) y de Cs [\[62\]](#), en 1988 el grupo de W. D. Phillips *et.al.* [\[63\]](#) logró observar temperaturas por debajo del límite Doppler, utilizando sodio, al momento de implementar la melaza óptica obteniendo temperaturas hasta $43 \pm 20\mu K$ en lugar de la temperatura Doppler para $T_{D_{Na}} \approx 240\mu K$, posteriormente estos resultados se confirmaron utilizando átomos de Cs [\[64\]](#).

En 1989, J. Dalibard y C. Cohen-Tannoudji [\[65\]](#) mostraron teóricamente la existencia de un mecanismo de enfriamiento originado por la presencia de gradientes de polarización en la melaza óptica, este mecanismo se conoce como efecto Sísifo. En efecto, el efecto Sísifo es capaz de explicar los resultados obtenidos en [\[63\]](#). Sin embargo, para átomos cuya estructura hiperfina del estado excitado no puede ser resuelta, como es el caso del litio, el efecto Sísifo no es eficiente [\[66\]](#) y otras técnicas de enfriamiento sub-Doppler se tienen que implementar. La técnica que implementamos como

enfriamiento sub-Doppler se conoce como melaza gris utilizando la transición D1 y no utilizando la transición D2 que es utilizada en las etapas de MOT y melaza óptica, esta técnica ha mostrado ser eficiente para ^{40}K [67], ^{39}K [68, 69], ^7Li [70], ^6Li [71], y en la mezcla $^{40}\text{K}/^6\text{Li}$ [72].

3.4.1. Enfriamiento por melaza gris

Modelo de un átomo de 3 niveles

Para describir el principio detrás de la melaza gris necesitamos considerar un el modelo sencillo de un átomo de 3 niveles en configuración Λ , como se muestra en la Figura 3.6, moviéndose dentro de una melaza óptica desintonizada al azul con una polarización dependiente de la posición[70].

En una primera aproximación comenzaremos estudiando el comportamiento de un átomo en reposo, sin la presencia del gradiente de polarización. En este caso, el hamiltoniano del sistema se puede escribir bajo la aproximación de onda rotante, y considerando la condición Raman, $\delta_1 - \delta_2 = 0$ (Figura 3.6), como[73]:

$$H = H_0 + V = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1 \\ 0 & 0 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \Omega_2 & -2\delta_1 \end{pmatrix}, \quad (3.27)$$

donde $H_0 = -\hbar\delta_1 |3\rangle \langle 3|$ es el hamiltoniano del sistema sin el acoplamiento de la luz y $\hbar\delta_1$ es la energía del estado excitado, y el término de acoplamiento dado por

$$V = \frac{\hbar\Omega_1}{2} |1\rangle \langle 3| + \frac{\hbar\Omega_2}{2} |2\rangle \langle 3| + c.c.. \quad (3.28)$$

El hamiltoniano (3.27) describe el acoplamiento entre los estados $|1\rangle$, $|2\rangle$ y $|3\rangle$, con los campos de luz con frecuencias ω_1 y ω_2 , donde $\omega_1 \approx \omega_2$ pero $\Omega_1 \neq \Omega_2$, donde Ω_i corresponde a la frecuencia de Rabi asociada las transiciones $|i\rangle \rightarrow |3\rangle$, ver Figura 3.6, y están relacionadas con la intensidad de la luz, I_i , de la forma, $\Omega_i = \Gamma \sqrt{I_i/2I_{i,sat}}$, con $I_{i,sat}$ la intensidad de saturación de la transición $|i\rangle \rightarrow |3\rangle$.

La forma más conveniente de describir el sistema es en términos de los estados propios del hamiltoniano (3.27) en el sistema vestido². Estos estados, representados

²Los estados vestidos corresponden a la descripción simultánea del campo de luz junto con el estado en que se encuentra el átomo [74].

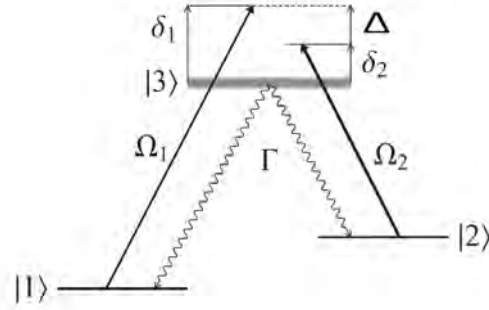


Figura 3.6: Esquema de tres niveles en configuración Λ acoplados al campo de luz con sus respectivas desintonías y frecuencias de Rabi

en (3.29) y (3.30), se pueden escribir como un estado brillante $|\Psi_B\rangle$, y un estado oscuro $|\Psi_D\rangle$.

$$|\Psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle), \quad (3.29)$$

$$|\Psi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 |1\rangle - \Omega_2 |2\rangle). \quad (3.30)$$

El comportamiento de los estados brillante y oscuro dentro del campo de luz es muy distinto. Para el estado oscuro, $|\Psi_D\rangle$, el acoplamiento al campo de luz está dado por $\langle 3|V|\Psi_D\rangle = 0$, es decir que el estado oscuro no se acopla al campo de luz. Por otro lado, para el estado brillante, $|\Psi_B\rangle$, tenemos $\langle 3|V|\Psi_B\rangle = \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$, es decir que el estado brillante puede ser transferido al estado excitado por medio del campo de luz. Adicionalmente, el estado brillante experimenta un cambio energético debido a la presencia del campo de luz, dado por $\Delta E \approx \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{\delta_1}$. Considerando el átomo en reposo podemos ver claramente que los estados brillantes y oscuros no se encuentran acoplados, $\langle \Psi_B|H|\Psi_D\rangle = 0$, esto es obvio por ser estados propios del hamiltoniano del sistema.

Consideremos entonces el caso de un átomo propagándose con una velocidad, v , a lo largo del campo de luz. En este caso, el hamiltoniano que describe al sistema es $H' = H + \frac{p^2}{2m}$, donde H es el hamiltoniano (3.27) y p el momento del átomo. En este caso, los estados brillante y oscuro se acoplan entre sí por medio del término cinético[75]:

$$\langle \Psi_B | H' | \Psi_D \rangle = \langle \Psi_B | \frac{p^2}{2m} | \Psi_D \rangle = -\hbar \frac{2\Omega_1\Omega_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \frac{kp}{m}, \quad (3.31)$$

donde p es el momento del átomo y k el número de onda de la transición. El acoplamiento entre los estados brillante y oscuro fue descrito en [75, 76], en donde adicionalmente se calculó la probabilidad de transición del estado oscuro al estado brillante:

$$P_{|\Psi_D\rangle \rightarrow |\Psi_B\rangle} = 2 \left(\frac{\Omega_1\Omega_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \frac{kp}{\hbar} \right)^2 \delta_1 \frac{\delta_1}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}. \quad (3.32)$$

La relación (3.32) describe el acoplamiento selectivo por velocidades de un átomo con momento p en el estado oscuro al estado brillante. La probabilidad de transferencia del estado oscuro al estado brillante depende del cuadrado de la velocidad del átomo, de la desintonía del campo de luz y del cambio energético inducido en el estado brillante. Por lo que el acoplamiento será más fuerte para átomos propagándose con velocidades altas, y para cambios energéticos en el estado brillante bajos.

Dependencia espacial de la polarización

Para completar el mecanismo detrás de la melaza gris, se debe de introducir la dependencia espacial de la polarización. Como veremos, la dependencia espacial de la polarización va a modular la energía del estado brillante periódicamente en el espacio, con el mismo periodo que el campo de polarización. Este fenómeno es análogo al efecto Sísifo explorado en [65].

Para entender el origen de la dependencia espacial del nivel de energía del estado brillante, esquematizado en la Figura 3.8b, necesitamos entender la influencia del estado de polarización. Los niveles $F = 1/2$ y $F = 3/2$ poseen una estructura interna dada por las distintas proyecciones de los valores m_F . Además, debido a las reglas de selección y las tasas de transición, dadas por los coeficientes de Clebsch-Gordan asociados, no todas las transiciones del estado $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$ son posibles, en la Figura 3.7a se muestran los coeficientes de Clebsch-Gordan asociados a las transiciones posibles [77].

Las frecuencias de Rabi, Ω_i , se pueden expresar en términos de los coeficientes de Clebsch-Gordan como:

$$\Omega_i = C_{i,3} \Gamma \sqrt{I_i / 2I_{i_{sat}}}, \quad (3.33)$$

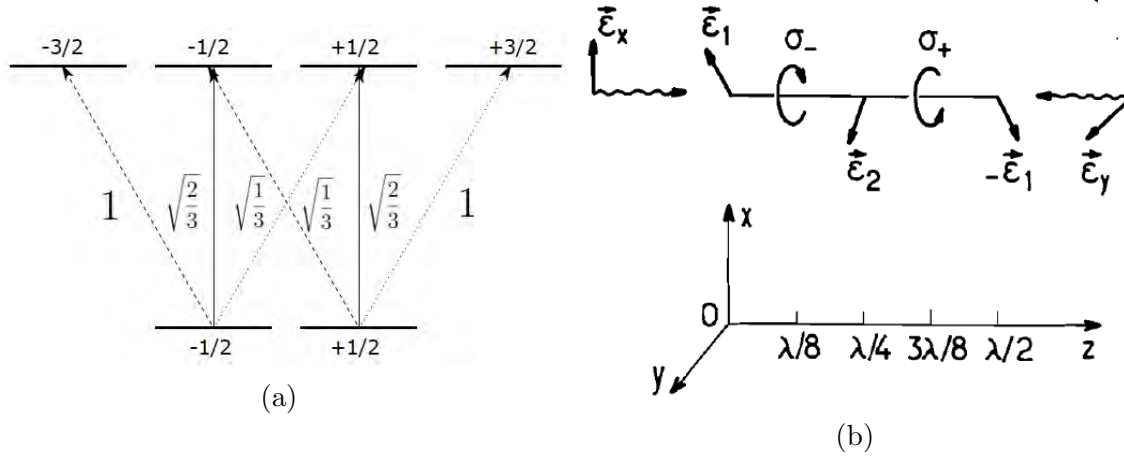


Figura 3.7: a) Coeficientes de Clebsch-Gordan para la transición $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$ utilizando luz con polarización π (línea sólida), σ^+ (línea punteada) y σ^- (línea rayada). b) Dependencia espacial de la polarización en la configuración de dos haces contrapropagantes en la configuración Lin \perp Lin. Imagen tomada de [65].

donde $C_{i,3}$ es el coeficiente de Clebsch-Gordan correspondiente a la transición $|i\rangle \rightarrow |3\rangle$. Como se mencionó anteriormente, el cambio de energía del estado brillante es proporcional a $\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{\delta_1}$, es decir que es proporcional a la intensidad de los haces, y además depende del estado de polarización de la luz, siendo esta dependencia manifestada en los coeficientes de Clebsch-Gordan.

Para describir la dependencia espacial de la polarización, necesitamos considerar la contribución de dos haces contrapropagantes con polarizaciones ortogonales, consideremos el caso de la configuración Lin \perp Lin, ver Figura 3.7b. El campo eléctrico total a lo largo de la propagación, z , se puede escribir como [65]:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{\mathcal{E}}^+(z) \exp(-i\omega_L t) + c.c.. \quad (3.34)$$

El vector de campo eléctrico total, donde el vector unitario define el estado de polarización, se puede escribir como:

$$\vec{\mathcal{E}}^+(z) = \mathcal{E}_0 \vec{e} e^{ikz} + \mathcal{E}'_0 \vec{e}' e^{-ikz}. \quad (3.35)$$

En la configuración Lin \perp Lin se tiene $\vec{e} = \mathbf{e}_x$ y $\vec{e}' = \mathbf{e}_y$. Así, se puede reescribir $\vec{\mathcal{E}}^+(z)$ como:

$$\vec{\mathcal{E}}^+(z) = \sqrt{2}\mathcal{E}_0 \left(\cos kz \frac{\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} - i \sin kz \frac{\mathbf{e}_x - \mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} \right). \quad (3.36)$$

Es fácil ver que el campo eléctrico (3.36), cambia de elipticidad conforme cambia la posición. En efecto, la polarización del campo es lineal a lo largo de $\vec{\epsilon}_1 = \frac{\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y}{\sqrt{2}}$ en $z = 0$, circular σ^+ en $z = \lambda/8$, lineal a lo largo de $\vec{\epsilon}_2 = \frac{\mathbf{e}_x - \mathbf{e}_y}{\sqrt{2}}$ en $z = \lambda/4$, circular σ^- en $z = 3\lambda/8$, ciclando entre estos valores conforme varía la posición, ver Figura 3.7b.

Utilizando la configuración Lin \perp Lin es fácil recuperar la física detrás del efecto de la polarización en el acoplamiento del estado brillante con el campo de luz. Sin embargo, en el experimento se utiliza la configuración de haces $\sigma^+ - \sigma^-$. En esta configuración, el efecto debido a la polarización es más sutil, ya que $\vec{\mathcal{E}}^+(z)$ no cambia su elipticidad sino siempre permanece con polarización lineal pero ésta va rotando conforme va cambiando la posición[65]. La configuración $\sigma^+ - \sigma^-$, a pesar de ser más realista en la descripción cuantitativa del mecanismo de enfriamiento no cambia el mecanismo principal de enfriamiento. En [65] se describe con más detalle la configuración $\sigma^+ - \sigma^-$.

Si consideramos el modelo en un átomo de dos niveles, el mecanismo de acoplamiento de los niveles energéticos con el campo de luz y su ciclo de enfriamiento asociado, ver Figura 3.8a, se conoce como efecto Sísifo, y fue encontrado experimentalmente y descrito en [61, 62, 63].

De forma análoga al efecto Sísifo, un átomo en el estado brillante propagándose en el campo de luz con polarización dependiente de la posición, experimentará un cambio energético dependiente de la posición (Figura 3.8b). En el estado brillante, la probabilidad de absorber un fotón dentro del campo de luz es proporcional al cambio energético inducido por la luz, volviendo más probable la absorción en los máximos de potencial. Una vez en el estado excitado, éste puede decaer al estado brillante, en donde el proceso anterior se repite. Si el átomo decae al estado oscuro disminuye su energía. Mientras el estado del sistema permanezca en el estado oscuro, puede ser transferido al estado brillante a partir del acoplamiento (3.31), y el ciclo se repite, este proceso se conoce como “*velocity selective coherent population trapping*”(VSCPT). Cabe destacar que cualquier átomo con una velocidad no nula formará parte del ciclo de enfriamiento, reduciendo paulatinamente su velocidad hasta que la velocidad de los átomos sea nula. En contraste al enfriamiento Doppler o enfriamiento por efecto Sísifo esta técnica no posee limitaciones en el límite inferior de velocidad que se puede alcanzar y se pueden obtener temperaturas por debajo de la energía de retro-

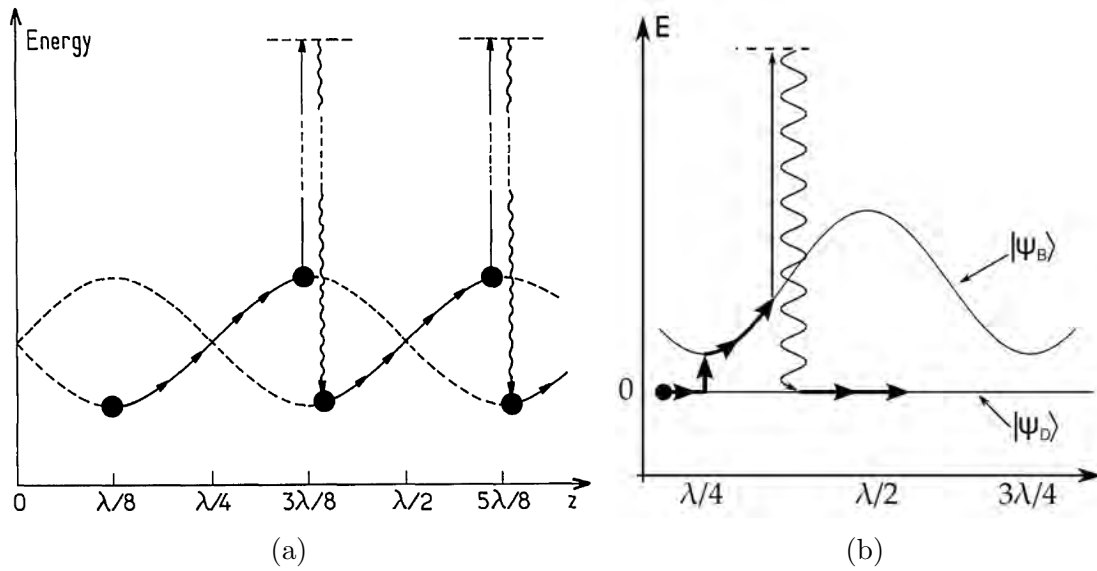


Figura 3.8: a) Ciclo de enfriamiento considerando la configuración $\text{Lin}\perp\text{Lin}$, este ciclo de enfriamiento se conoce como efecto Sísifo. Las líneas punteadas muestran la dependencia energética de los estados internos del estado base de un átomo con estructura hiperfina como función de la posición. Imagen tomada de [65]. b) Ciclo de enfriamiento por melaza gris. Un átomo en el estado brillante experimenta un cambio de energía cinética en energía potencial debido al cambio en la polarización del campo de luz. Al transferir un átomo del estado brillante al estado oscuro, pierde energía reduciendo su velocidad. Los átomos en el estado oscuro pueden ser transferidos al estado brillante a través del proceso VSCPT. Imagen tomada de [73].

ceso, $k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ [76]. Sin embargo, como el resto de las técnicas de enfriamiento, imperfecciones en las propiedades de la luz, estado de polarización, alineamiento, además de los efectos por colisiones en la nube, modifican la eficiencia de la técnica de enfriamiento volviendo complicado alcanzar la temperatura T_r .

Capítulo 4

Descripción del sistema experimental

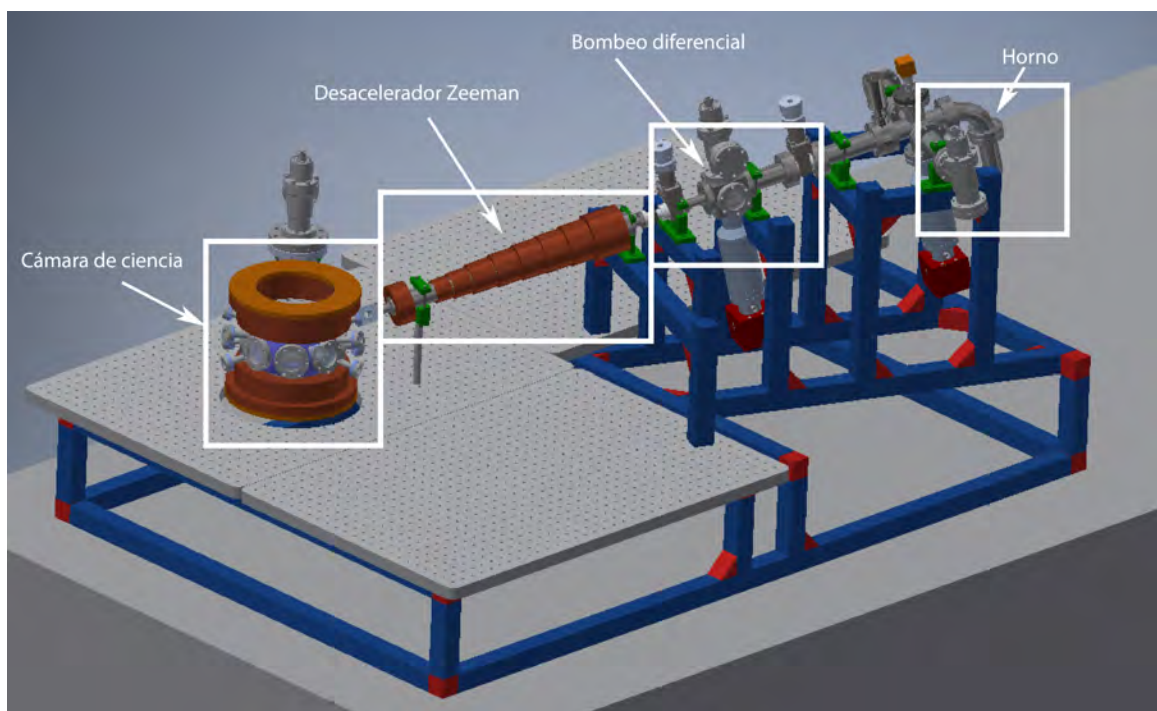


Figura 4.1: Esquema del sistema de ultra-alto vacío.

En este capítulo se describe el sistema experimental con el cual se estudiarán las técnicas de enfriamiento láser. En una primera parte se describe el sistema de ultra-alto vacío que consiste en tres secciones principales, el horno, el desacelerador Zeeman y la cámara de ciencia. Además, se describe el sistema electrónico que es

capaz de automatizar las distintas partes del experimento. Finalmente, se describirá el sistema óptico de enfriamiento que nos permitirá producir todas las frecuencias de luz necesarias para las técnicas de enfriamiento Doppler y sub-Doppler.

4.1. El sistema de vacío

El sistema de ultra-alto vacío del experimento se muestra en las Figuras 4.1 y 4.2, en donde podemos ver el diseño original del sistema de vacío[78], así como una fotografía del sistema ya montado. El sistema de ultra-alto vacío se puede separar en cuatro secciones principales, el horno, el bombeo diferencial, el desacelerador Zeeman y finalmente la cámara de ciencia, ver Figuras 4.1 y 4.2. Para producir un gas cuántico, el sistema de ultra-alto vacío, como su nombre lo indica, debe poder mantener presiones en su interior por debajo de 10^{-11} Torr¹. Diseñar el sistema de ultra-alto vacío representa un gran desafío y fue desarrollado por Eduardo Ibarra en su tesis de licenciatura[78].

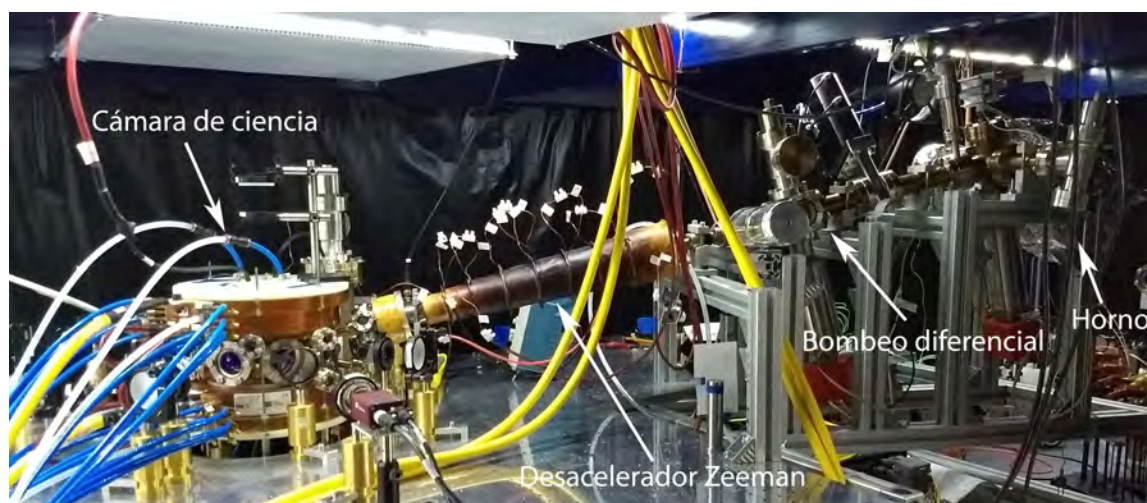


Figura 4.2: Fotografía del sistema de ultra-alto vacío (ver también Figura 4.1)

Para obtener las presiones deseadas, se tuvo que llevar a cabo a lo largo de varias semanas el proceso denominado horneado del experimento. Este proceso consiste en calentar secciones del sistema de vacío por encima de 100°C (o 250°C en el caso del horno) mientras se realiza vacío utilizando una bomba turbomolecular, HiCUBE de la marca Pfeiffer Vacuum con una capacidad de 80L/s , hasta obtener presiones por

¹Como punto de comparación la presión atmosférica equivale a 760 Torr

debajo de 10^{-8} Torr². Este proceso se tiene que realizar para limpiar el interior del sistema de vacío de cualquier impureza, sobre todo eliminar cualquier traza de agua dentro del sistema. Adicionalmente, se realizó vacío utilizando la bomba turbomolecular en conjunto con las bombas iónicas tipo getter, modelo NEXTorr D200-5 con una capacidad de 200L/s, hasta obtener presiones por debajo del punto de lectura de las bombas iónicas, 10^{-10} Torr. Las bombas iónicas se quedan prendidas a lo largo de la vida del experimento, contribuyendo poco a poco a mejorar la calidad del vacío dentro del experimento, mientras que la bomba turbomolecular se remueve al final del proceso de horneado del sistema de ultra-alto vacío.

El horno es la sección del experimento donde se origina el haz atómico que posteriormente tendremos que enfriar para producir el gas cuántico. El horno consiste en un receptáculo donde se colocaron inicialmente 5 gramos de cada uno de los dos isótopos de litio que son de interés para el experimento, ⁶Li y ⁷Li.

La producción del haz atómico se logra aumentando la temperatura del receptáculo a 400°C, con la finalidad aumentar la presión de vapor del litio para generar un flujo de átomos que posteriormente será dirigido hacia la cámara de ciencia.[48, 78]. A la salida del horno, se encuentra una pieza denominada boquilla que consiste en una brida ciega con un agujero en el centro de 1mm de diámetro. La boquilla permite realizar una primera colimación del haz atómico dejando pasar únicamente los átomos cuya dirección de propagación coincide con la apertura en el centro. Notemos que esta pieza es susceptible de atascarse debido la acumulación de litio en la parte central, por esta razón se debe de mantener a una temperatura mayor, 450°C, que la del receptáculo. De esta forma, los átomos de litio no se adhieren a la superficie agujero.

La presión dentro de esta sección del experimento varía dependiendo de si el experimento está en modo de espera, cuando el experimento no se encuentra en operación, en donde las temperaturas del horno y de la boquilla son 130°C y 250°C respectivamente, la presión en el horno es menor a $1 \cdot 10^{-10}$ Torr. Si el experimento se encuentra en modo de operación, las temperaturas del horno y de la boquilla son 400°C y 450°C respectivamente y la presión es de $5 \cdot 10^{-10}$ Torr. Cabe destacar que en un inicio, cuando se cerró el vacío, la presión en esta sección era de $9 \cdot 10^{-9}$ Torr. Conforme el experimento va ido avanzando la presión ha ido disminuyendo.

A la salida del horno se encuentra una pieza denominada *dedo frío*, que consiste

²Que corresponde a la mínima escala de la bomba turbomolecular.

de una pieza de cobre con un agujero en el centro. Esta pieza se encuentra enfriada externamente por una celda Peltier, y funciona como punto frío donde los átomos más calientes se van a depositar. Adicionalmente funciona como una segunda etapa de colimación del haz atómico.

La segunda sección del sistema de ultra-alto vacío es el bombeo diferencial. La función de esta parte del experimento es permitir que exista una caída de presión en el sistema de vacío, aislando de forma efectiva el horno de la cámara de ciencia. Esta sección fue diseñada para mantener una caída de presión hasta 10^{-6} Torr [78], por lo que los aumentos de presión en el horno de dos órdenes de magnitud a la hora de cambiar entre el modo de espera y el modo operacional no afectarán en absoluto la presión en la cámara de ciencia.

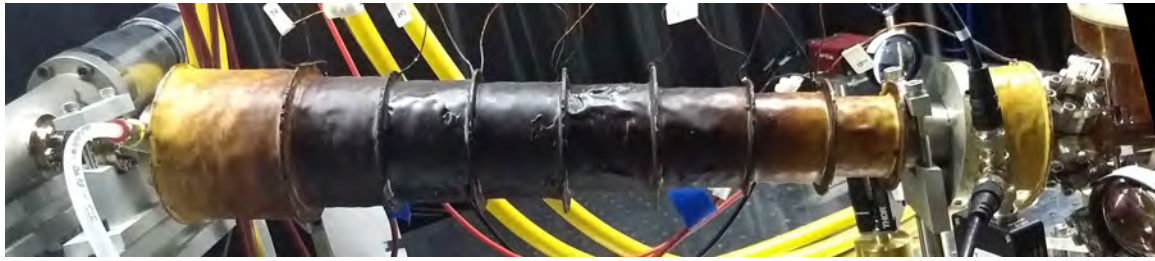
El desacelerador Zeeman

La tercera parte del sistema de vacío consiste en el desacelerador Zeeman (Figura 4.3a). Esta sección es de vital importancia debido a que es donde se lleva acabo la primera etapa del enfriamiento. Los átomos provenientes del horno se desplazan a velocidades sorprendentemente altas dadas por una distribución de Maxwell-Boltzmann, a $400^\circ C$ la velocidad más común es del orden de $1350m/s$, mientras que las velocidades de captura de la MOT son $\approx 60m/s$. Por esta razón, es necesaria una etapa de enfriamiento previo a que los átomos lleguen a la cámara de ciencia.

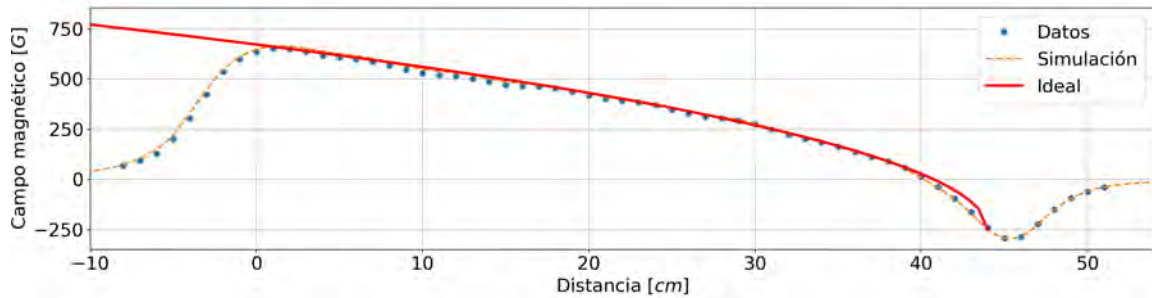
Esta etapa de enfriamiento consiste en hacer incidir un haz láser contrapropagante al haz atómico, ver sección 3.1. Conforme los átomos disminuyen su velocidad, éstos dejan de estar en resonancia con la luz y no forman parte del ciclo de enfriamiento. Un mecanismo para compensar el efecto Doppler es utilizar el efecto Zeeman. El propósito de estos es mantener los átomos en resonancia conforme disminuyen su velocidad. El desacelerador Zeeman consiste en una serie de bobinas, las cuales al hacer pasar una corriente por ellas generan un campo magnético no homogéneo a la largo del eje de propagación del haz atómico. La condición para que los átomos se mantengan en resonancia con la luz es [49]:

$$\hbar\delta_{Zeeman} + \hbar kv(z) = \mu_B B_z(z), \quad (4.1)$$

donde δ_{Zeeman} es la desintonía de la luz del haz contrapropagante al haz atómico, $B_z(z)$ el campo magnético como función de la posición, $v(z)$ es la velocidad de los



(a)



(b)

Figura 4.3: a) Fotografía del desacelerador Zeeman. b) Perfil de campo magnético, $B_z(z)$, a lo largo del eje de propagación de los átomos en el desacelerador Zeeman. Los puntos corresponden a medidas realizadas, la curva punteada la simulación numérica del campo esperado y la curva continua es la curva ideal del perfil.

átomos y μ_B el magnetón de Bohr.

La condición (4.1) nos permite conocer el perfil de campo de magnético óptimo para desacelerar a los átomos[49]:

$$B(z) = B_{bias} + \frac{h\nu_0}{\lambda\mu_B} \sqrt{1 - \frac{z}{L_0}}, \quad (4.2)$$

donde ν_0 corresponde a la velocidad inicial de los átomos, y B_{bias} es un campo magnético constante que se puede obtener de la velocidad final de los átomos, $k\nu_f \approx \delta_{Zeeman} + \frac{\mu_B}{h} B_{bias}$. En la Figura 4.3b, se muestra el perfil del campo magnético a lo largo del eje de propagación de los átomos.

La ventana por la cual entra el haz de luz contrapropagante a los átomos se encuentra en constantemente bombardeo de átomos. Por esta razón, se debe de calentar constantemente a una temperatura de $160^\circ C$, de forma a evitar el depósito de litio en su superficie.

La cámara de ciencia

La parte de mayor importancia en el sistema de ultra-alto vacío es la cámara de ciencia debido a que será donde se van a realizar los experimentos con los gases ultrafríos de litio, en la Figura 4.4 se muestra una fotografía de la cámara de ciencia. El diseño de la cámara de ciencia se basó en el diseño utilizado en [79].

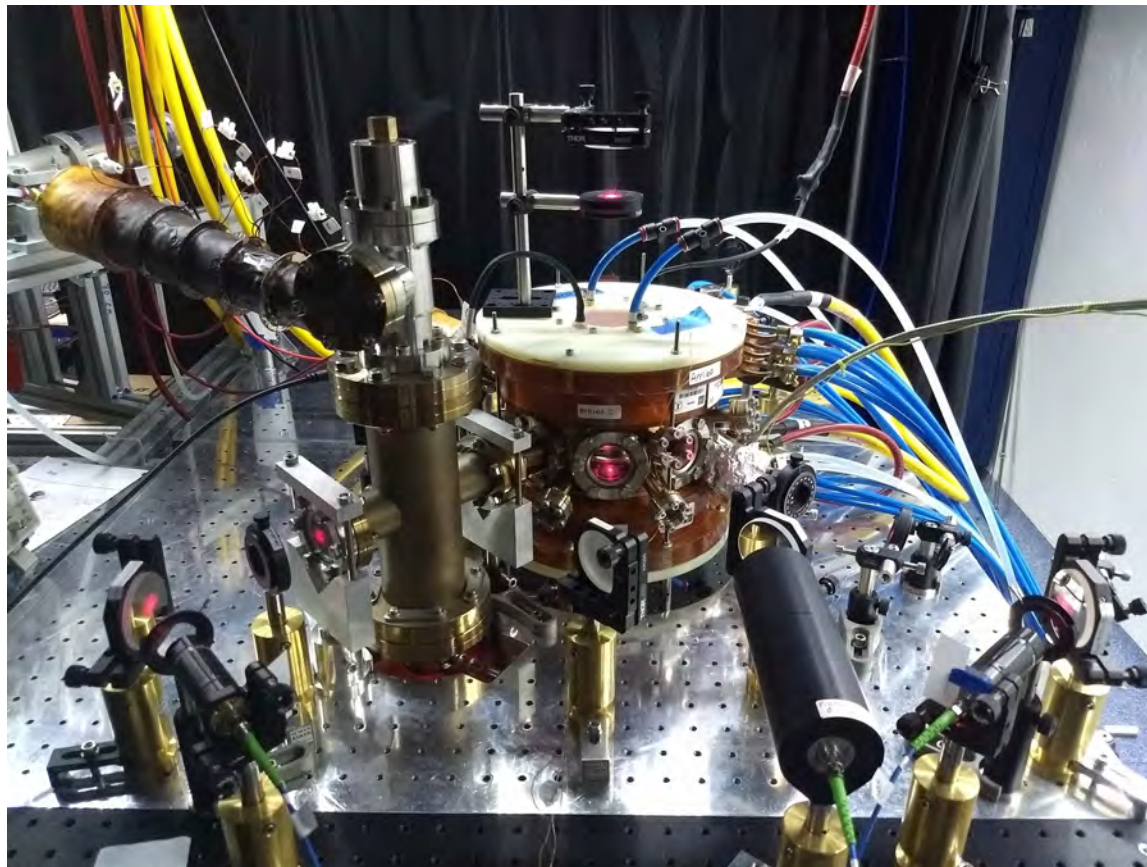


Figura 4.4: Fotografía de la cámara de ciencia.

Alrededor de la cámara de ciencia se encuentra el sistema de bobinas que serán necesarias para la producción de las muestras cuánticas, ver sección 2.4.1.

Para producir todos los campos magnéticos necesarios para el experimento se necesitan dos bobinas principales, las bobinas que formarán el campo cuadrupolar necesario para la MOT, y las bobinas necesarias para producir el campo de Feshbach[80]. En las Figuras 4.5a y 4.5b se muestran una fotografía y un esquema del arreglo espacial de éstas. Sin embargo, las bobinas de Feshbach se encuentran separadas en dos secciones independientes, marcadas en la Figura 4.5b por recuadros color rojo.

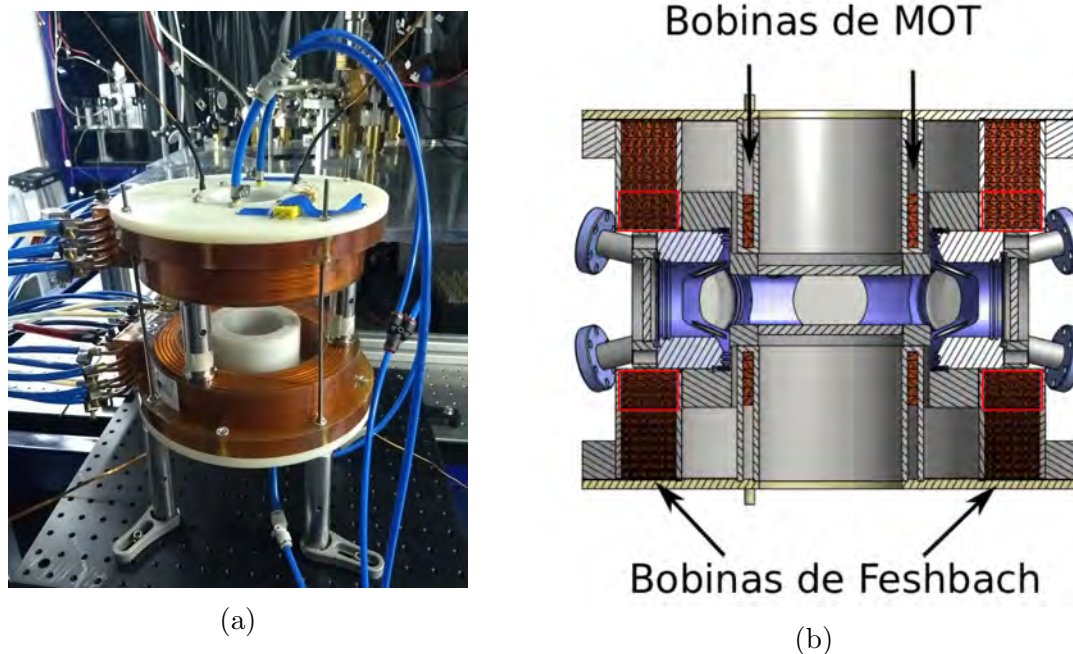


Figura 4.5: a) Fotografía y b) esquema del sistema de bobinas utilizadas en el experimento. Las bobinas de MOT se encuentran encapsuladas en soportes color blanco. Las bobinas de Feshbach se encuentran divididas en dos secciones independientes, mostrado en un recuadro el primer par de bobinas.

La razón por la que se separaron las bobinas de Feshbach en dos secciones es para realizar cambios en el valor del campo magnético lo más rápido posible a través de la resonancia de Feshbach. Resulta más eficiente apagar una de las bobinas, la más interna, que modificar la corriente de todo el conjunto de bobinas[80].

En conjunto ambas bobinas podrán producir un campo magnético en el centro de la cámara superior a $950G$, correspondiendo al lado BSC de la resonancia de Feshbach. Al utilizar únicamente la bobina exterior, se podrá producir un campo menor a $800G$, correspondiendo al lado BEC de la resonancia de Feshbach. Adicionalmente, las bobinas de MOT en configuración Helmholtz están diseñadas con la finalidad de contrarrestar la curvatura del campo magnético en el centro de la cámara, volviendo más uniforme el campo magnético. Esto es importante debido que la longitud de dispersión del gas cuántico depende del campo magnético.

Como se puede apreciar en las Figuras 4.4 y 4.5a, el sistema de bobinas se encuentran conectadas a un sistema de enfriamiento con agua, con la finalidad de no calentarse debido a la alta corriente que se necesita suministrar para producir los campos magnéticos necesarios para la resonancia de Feshbach.

4.2. Sistema de control y automatización

Esta clase de experimentos requieren un sistema de control y automatización para poder realizar las muestras de gases cuánticos de forma reproducible y controlada. La producción de los gases cuánticos involucra la ejecución de varias secuencias temporales de diferente extensión temporal, desde procesos de segundos hasta algunos μs , además de controlar varios instrumentos de manera simultánea³.

El sistema de automatización del experimento se divide en dos partes principales: el software y el hardware. El software del sistema de automatización está desarrollado en el lenguaje de programación LabVIEW, y nos permite generar secuencias⁴ de larga duración con una máxima resolución temporal de $1\mu s$. El software se comunica con una *matriz de puertas programables* (FPGA por sus siglas en inglés) en donde se guarda en memoria la secuencia temporal diseñada. El FPGA que se utiliza es la tarjeta DIO64 de Viewpoint Systems. La tarjeta DIO64 es encargada de orquestar el hardware de forma que la secuencia temporal se lleva a cabo de forma adecuada. El sistema de control y automatización, tanto software como hardware, está basado en el sistema de control de los experimentos del Laboratorio Europeo de Espectroscopia No Lineal, LENS, ubicado en Florencia, Italia. En [78] se implementó el sistema de control y automatización en el Laboratorio de Materia Ultrafría.

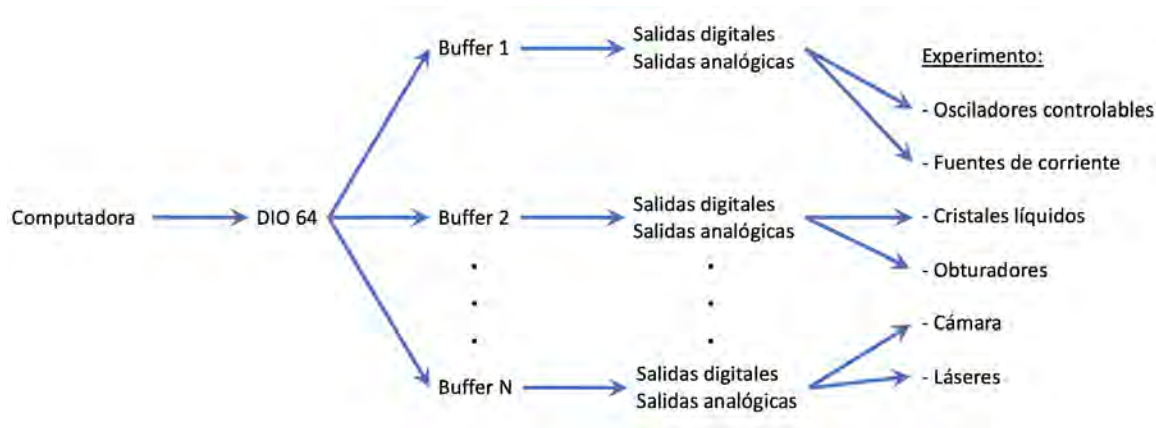


Figura 4.6: Esquema de la arquitectura del sistema de control y automatización.

El hardware consiste en tres clases de tarjetas de circuitos impresos (PCB's por sus siglas en inglés), que permiten generar señales de salida digitales y analógicas.

³Dentro de las capacidades del sistema electrónico.

⁴Por secuencias nos referimos a una lista de instrucciones que queremos que se ejecute, como puede ser el encendido o apagado de un haz de luz, cambios de frecuencias y demás.

La primera clase de tarjeta PCB es el *buffer*. Esta tarjeta es la interfaz entre la tarjeta DIO64 y las tarjetas generadoras de señales de salida, sean salidas digitales o analógicas, ver Figura 4.6.

La segunda clase de tarjetas PCB, corresponde a las tarjetas generadoras de salidas digitales. Estas tarjetas son capaces de generar 16 salidas digitales con un tiempo característico de subida y bajada de las señales TTL del orden de $400ns$.

La última clase de tarjetas PCB, corresponde a las tarjetas generadoras de salidas analógicas. Esta clase cuenta con dos tipos de tarjetas PCB que generan salidas analógicas. La primera es capaz de generar señales analógicas referenciadas a tierra común de todo el sistema de control, mientras la segunda es capaz de generar señales analógicas flotadas, cuya función es generar señales analógicas que están aisladas del resto del sistema de control. El tiempo característico de subida y bajada de las salidas analógicas es del orden de $1\mu s$ de 0 a $10V$, y está limitado por la velocidad de los componentes internos.

La arquitectura del sistema de control permite la adición de más componentes tanto digitales como analógicos sin ninguna complicación adicional. Esta parte será un punto clave para la inclusión de la segunda especie, 7Li , en el experimento debido a que se duplicará o triplicará la cantidad de canales digitales y analógicos requeridos. Actualmente, el sistema de control cuenta con 32 salidas digitales, 4 canales analógicos referenciados a tierra común y 6 canales analógicos aislados.

El propósito de tener un sistema de automatización es para controlar y sincronizar las distintas partes del experimento. Algunos ejemplos de los objetos que se controlan utilizando este sistema son: fuentes de corriente, que suministran la corriente necesaria a las distintas bobinas que se utilizan en el experimento; la potencia y radiofrecuencia de osciladores controlados por tensión (VCO), cuya salida entra a moduladores acusto-ópticos (AOM) que a su vez modulan la intensidad y frecuencia de la luz en distintas partes del sistema óptico. De igual manera, se deberán controlar diferentes obturadores, retardadores de onda controlables utilizando cristales líquidos, y otros instrumentos, ver Figura 4.6.

4.3. Sistema óptico de Enfriamiento

Para poder interactuar con los átomos y poder implementar las diferentes etapas de enfriamiento, requerimos de varias frecuencias de luz. Como la separación hiperfina del estado $2^2S_{1/2}$ es únicamente $228MHz$, las frecuencias de enfriamiento y de rebombado se pueden generar utilizando un único láser. Sin embargo, debido a que la separación de los niveles $2^2P_{1/2}$ y $2^2P_{3/2}$ es aproximadamente $10GHz$, se necesitan 2 láseres diferentes para producir ambas frecuencias de luz⁵. Para ambas transiciones, D1 y D2, se utilizaron láseres en configuración catete modelo CEL002 de la marca Moglabs. En ambos láseres se utiliza aproximadamente $140mA$ de corriente para producir la emisión láser en $671nm$ con $40mW$ de potencia después de un aislante óptico modelo 04-0670 de la marca EOT.

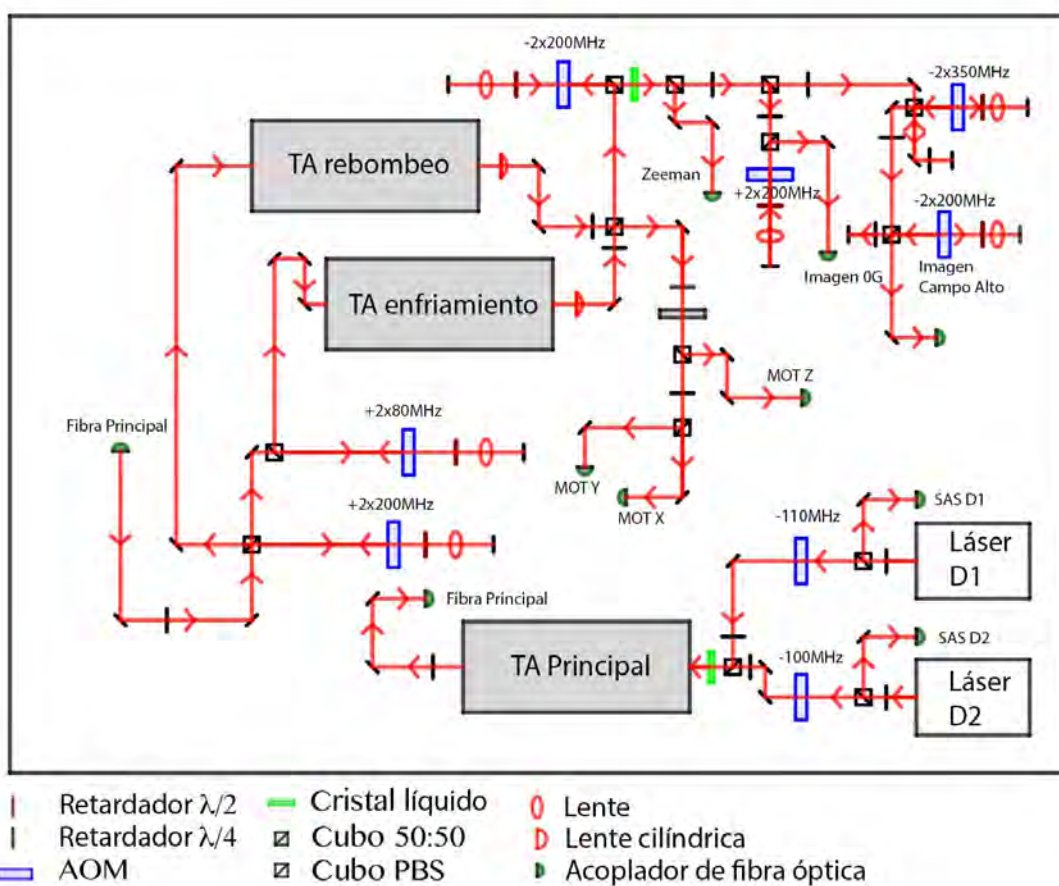


Figura 4.7: Esquema óptico de la mesa óptica principal.

⁵Debido a que no es posible generar esa separación utilizando únicamente AOM's.

El sistema óptico está dividido en cuatro secciones. La primera, consiste en mezclar la luz láser de las transiciones D1 y D2 de forma que sigan el mismo camino óptico, la segunda parte consiste en generar las diferentes frecuencias que se utilizarán a lo largo del experimento. La tercera parte corresponde a la espectroscopia de absorción saturada cuya función es anclar la frecuencia de luz emitida por el láser de forma que las frecuencias generadas correspondan a las transiciones que se necesitan en el experimento. Finalmente, la última parte del sistema óptico consiste en el arreglo óptico alrededor de la cámara de ciencia.

Debido a la similitud que existe entre las frecuencias necesarias para el enfriamiento Doppler, con la transición D2, y el sub-Doppler, con la transición D1, se decidió mezclar ambas frecuencias en el mismo camino óptico. En la Figura 4.7, las haces provenientes de los láseres D1 y D2 se mezclan en un cubo polarizado y posteriormente se amplifican en amplificador óptico (TA, por sus siglas en inglés), modelo MOA002 de la marca Moglabs. La desventaja que tiene este método de mezcla es que las dos frecuencias tienen polarizaciones ortogonales, y el TA principal únicamente amplifica luz polarizada horizontalmente. Por esta razón, se colocó un cristal líquido retardador de media onda, modelo LCC-1111A de Thorlabs, que mediante una señal digital nos permite seleccionar qué frecuencia amplificar. Dada la asimetría del cristal líquido para cambiar del estado retardador al estado no retardador⁶, se dio preferencia a la transición de luz D2 a D1 para que ésta corresponda a la transición rápida, ver sección 7. El tiempo de transición del cristal líquido, fija un límite en el mínimo tiempo posible entre la melaza óptica con D2 y la melaza gris con D1, y por lo tanto la eficiencia del enfriamiento sub-Doppler.

Para evitar que el TA Principal reciba simultáneamente ambas frecuencias de luz, se colocó un AOM, modulador acusto-óptico, para cada frecuencia previo al cubo de mezcla, en configuración de paso único. Esto con la finalidad de poder prender o apagar de manera independiente cada una de la frecuencias, estos AOM's se denominan AOM Switch en la Figura 4.8. El TA Principal amplifica la frecuencia D2(D1) de entrada de $19.5(19.5)mW$ a $310(220)mW$. Una vez amplificada la luz, se envía por fibra óptica a otra parte de la mesa óptica. Al ser fibras ópticas mono modo, el modo espacial a la salida es gaussiano a pesar de que el modo espacial a la salida del TA no es gaussiano. Esto es importante ya que tener un modo espacial gaussiano permite obtener mejores acoplamientos en los elementos ópticos siguientes que sirven para

⁶El cristal líquido retardador posee una asimetría en los tiempo de transición de un estado al otro, la transición rápido dura aproximadamente $310\mu s$ mientras que la lenta dura $10ms$.

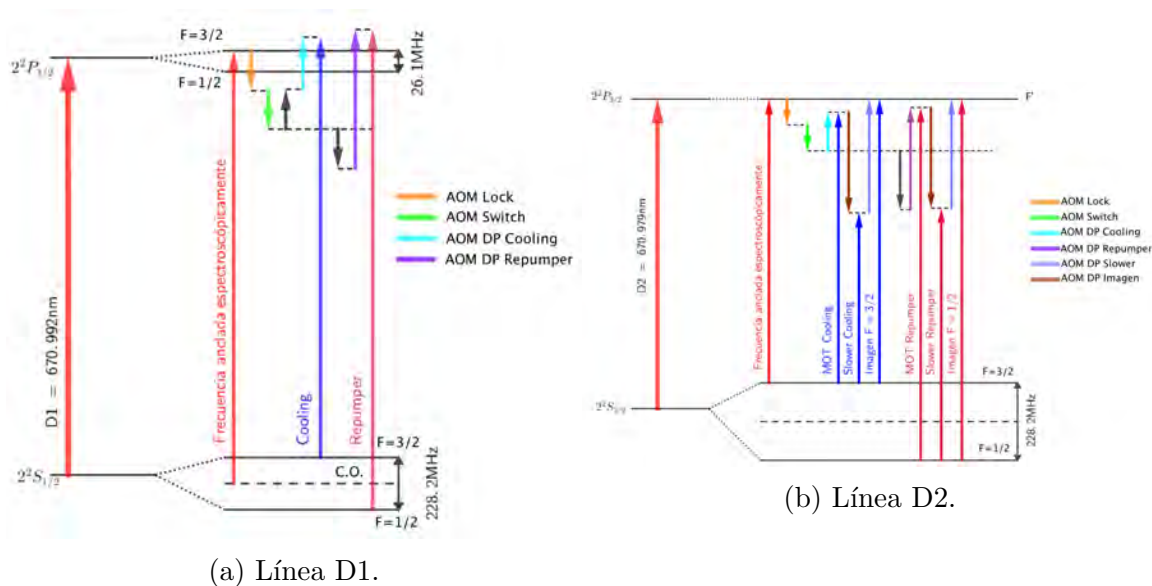


Figura 4.8: Diagramas de frecuencias a lo largo de la mesa óptica. Las flechas en color negro corresponden a los cambios introducidos por la estructura hiperfina del ${}^6\text{Li}$ respecto al punto de anclaje de los láseres.

preparar la luz de enfriamiento y de rebombeo

Para producir las frecuencias de enfriamiento y de rebombeo se requiere separar la luz en distintos caminos ópticos de forma a sintonizar cada una de estas frecuencias por separado. Para sintonizar las frecuencias de enfriamiento y rebombeo se utilizan AOM's en configuración de doble paso. Esta configuración permite modificar la frecuencia de la luz sin modificar la alineación del haz. La contribución al cambio de frecuencia se muestra en la Figura 4.8. Después, cada frecuencia es amplificada por un TA, del mismo modelo que el TA Principal, hasta obtener potencias de $400mW$ de cada frecuencia. Finalmente, ambas frecuencias se mezclan utilizando un cubo divisor de haz 50 : 50.

Un haz con $200mW$ de luz de enfriamiento y $200mW$ de luz de rebombeo, es dirigido a las fibras ópticas que irán a los tres brazos de la MOT en la cámara de ciencia, ver Figura 4.9, a la salida de las fibras de los brazos de MOT se tiene alrededor de $25mW$ de cada frecuencia en cada brazo.

El otro haz con $200mW$ de luz de enfriamiento y $200mW$ de luz de rebombeo, es dirigido al haz del desacelerador Zeeman, en donde se utiliza un AOM, en configuración de doble paso, para desintonizar hacia el rojo las frecuencias de enfriamiento y rebombeo, ver Figura 4.8, para ser enviadas a través de una fibra óptica a la mesa

óptica, ver Figura 4.9, donde se alcanza a tener aproximadamente $40mW$ de cada frecuencia.

Para realizar la imagen de absorción de la nube de átomos a distintos valores de campo magnético se necesita producir luz en resonancia con la transición requerida a distintos valores de campo magnético⁷. En particular, se decidió separar el camino óptico dependiendo del valor de campo magnético: si es cero, o distinto de cero. Para tener la desintonía correcta se utiliza una combinación de distintos AOM's para compensar (imagen a campo cero) o incrementar (imagen a campo distinto de cero) la desintonía del haz proveniente del desacelerador Zeeman según se requiera para realizar imágenes a diferentes valores de campo magnético.

Una desventaja de este arreglo óptico es la eficiencia de acoplamiento alcanzada en ambas frecuencias en las fibras ópticas que son dirigidas a la cámara de ciencia. La eficiencia de acoplamiento en cada frecuencia es diferente, y es principalmente debido al modo espacial de salida de los TA's de enfriamiento y de rebombeo. Al ser ligeramente diferentes, se acoplan de manera diferente a las fibras del experimento.

La última sección del sistema óptico de enfriamiento consiste en la óptica alrededor de la cámara de ciencia, ver Figura 4.9. La Luz que llega a la cámara de ciencia proviene de fibras ópticas que mantienen constante la polarización de salida de la fibra. Como las transiciones atómicas que se quieren excitar dependen de la polarización de la luz, las fibras ópticas del experimento se estabilizaron ante perturbaciones mecánicas y térmicas utilizando un polarímetro capaz de dar el estado de polarización de la luz de salida de la fibra. El proceso de estabilización de las fibras ópticas consiste en ajustar la polarización de entrada a la fibra, mientras la fibra se encuentra bajo estrés mecánico y/o térmico. La polarización de entrada debe de coincidir con el eje principal de la fibra para que la polarización a la salida de la fibra óptica se mantenga constante.

El haz del desacelerador Zeeman se hace pasar por un par de lentes cuyo propósito es hacer enfocar el haz en la boquilla a la salida del horno, ver sección 4.1. Enfocar el haz del desacelerador Zeeman permite compensar ligeramente la divergencia del haz atómico enfriando las componentes transversales al eje de propagación del haz atómico. Adicionalmente, la polarización de este haz debe de ser σ^+ de forma que los átomos en el desacelerador Zeeman puedan participar en el ciclo de enfriamiento.

⁷Refiriéndonos al campo de Feshbach, ver sección 2.4.1.

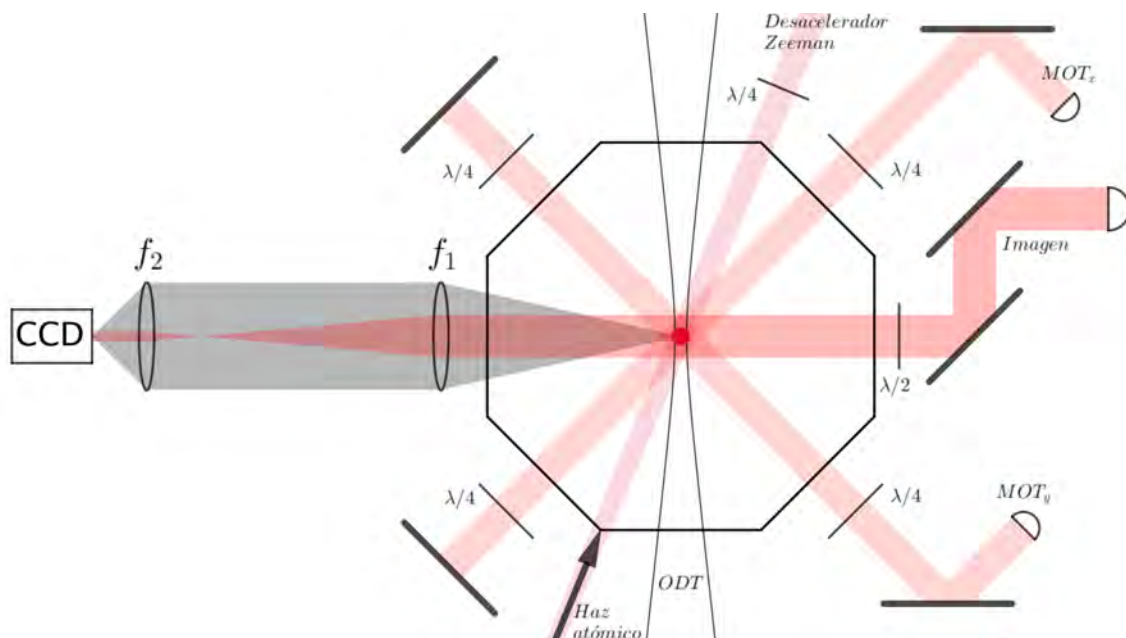


Figura 4.9: Esquema óptico alrededor de la cámara de ciencia

4.3.1. Espectroscopia del Litio

Una parte fundamental del sistema óptico de enfriamiento es la espectroscopia de absorción saturada (SAS), la cuál nos permite fijar un punto de referencia absoluto de las frecuencias de absorción de los átomos de ${}^6\text{Li}$. El esquema óptico de la SAS se muestra en la Figura 4.10a, junto con una fotografía del sistema implementado.

Existen diferentes técnicas para anclar la frecuencia de emisión de un láser, ya sea utilizando referencias a una cavidad externa o a la señal de absorción directa de los átomos. Debido a la precisión que necesitamos, utilizar la referencia atómica es suficiente.

En comparación con otras especies atómicas alcalinas como K o Rb la celda de espectroscopia de Li posee más complicaciones. Debido a la baja presión de vapor de Li a temperatura ambiente, se necesita calentar la celda de espectroscopia a 320°C .

La técnica SAS permite obtener una señal de las transiciones atómicas sin ensanchamiento Doppler. A 320°C , el ancho de línea de la transición debido al ensanchamiento Doppler está dado por $\sqrt{\frac{8 \ln 2 k_B T}{m} \frac{1}{\lambda_0}} \approx 1588 \text{ MHz}$, al menos 7 veces mayor que la separación hiperfina del estado base del ${}^6\text{Li}$.

El principio detrás de esta técnica es el siguiente: un cubo divisor de haz separa un haz principal en dos haces con intensidades diferentes. El haz menos intenso, se

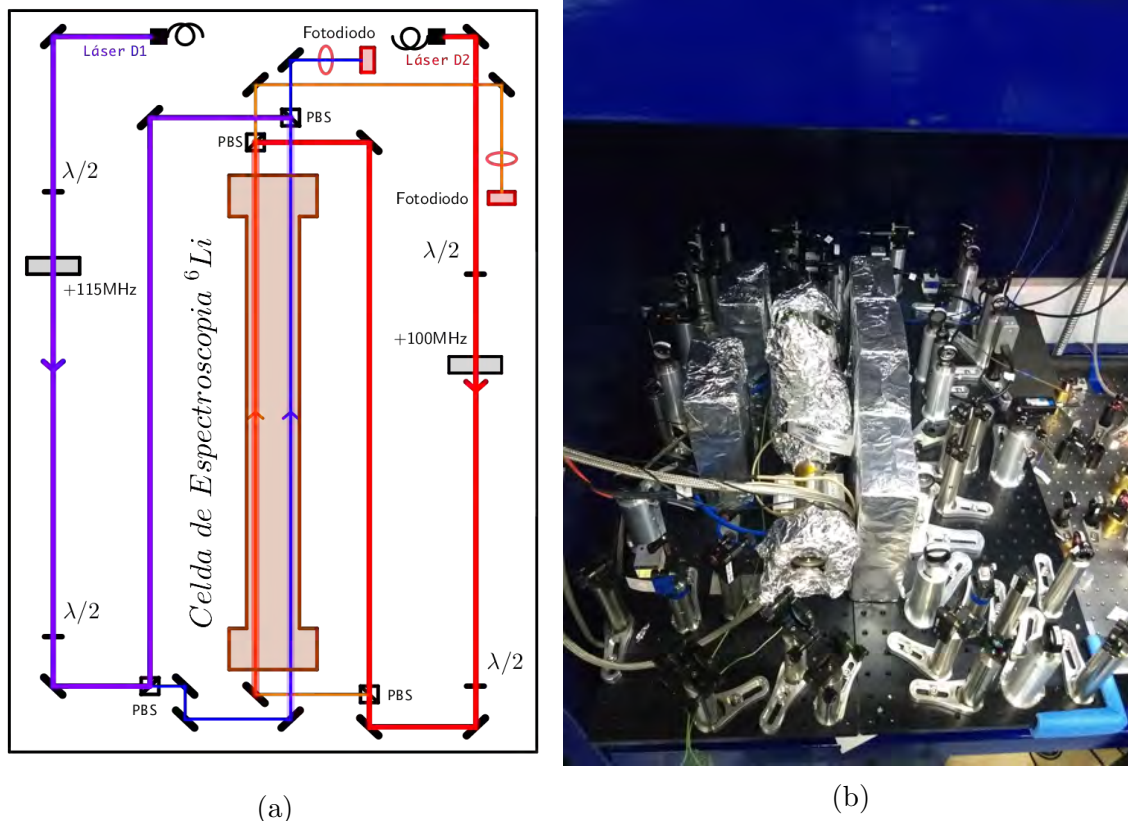


Figura 4.10: a) Esquema y b) Fotografía del sistema óptico de espectroscopia.

denomina haz de prueba, y el más intenso, haz de bombeo. Los dos haces se hacen pasar por el mismo camino óptico dentro de la celda, pero en sentidos opuestos. Debido al efecto Doppler cada haz interactúa con átomos de distintas clases de velocidades. Únicamente los átomos cuya velocidad sea cercana a cero⁸ van a interactúan con ambos haces. Como ambos haces interactúan con átomos cuya velocidad es cercana a cero, la señal de absorción no tendrá ensanchamiento Doppler. Al ser más intenso el haz de bombeo excita a la mayor cantidad de átomos saturando la transición, causando una disminución en la absorción del haz de prueba.

Existe otra condición particular, conocida como *crossover*, cuyo origen se puede estudiar con un modelo de tres niveles, donde ω_1 y ω_2 son las frecuencias de transición[49]. Si el esquema de niveles es tipo Λ , entonces en la frecuencia $\omega_{crossover} = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, ocurre un aumento en la absorción del haz de prueba[49]. Por el contrario, si el esquema de niveles es tipo V , entonces en $\omega_{crossover}$ ocurre una disminución en

⁸Cuya componente a lo largo de la propagación de los haces de bombeo y de prueba sea cero.

la absorción del haz de prueba[49].

Respecto a la transición D2, ver Figura 2.2, lo primero que hay que notar es que seremos incapaces de resolver su estructura hiperfina del estado excitado, ya que el ancho de línea natural es mayor que la separación hiperfina. Segundo, la transición del estado $|2^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F' = 1/2\rangle$ y $|2^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F' = 3/2\rangle$ forman una configuración Λ , de forma que se espera ver un crossover en forma de un aumento en la absorción, como se puede ver en nuestra señal de transmisión 4.11b.

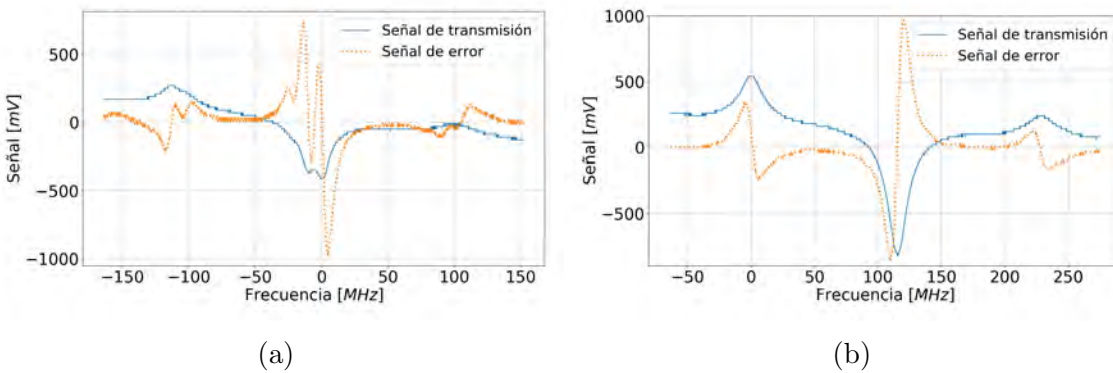


Figura 4.11: Espectroscopia de absorción saturada de las transiciones a) D1 y b) D2 de ${}^6\text{Li}$, donde se muestran las señal de transmisión medida por un fotodiodo, y la señal de error que sirve para anclar los láseres en la frecuencia marcada como 0.

Respecto a la transición D1, ver Figura 2.2, ocurren varios fenómenos simultáneamente. En este caso, la estructura hiperfina del nivel $2^2P_{1/2}$ sí se puede resolver. Ahora los niveles $|2^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle$ y $|2^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle$ junto con los niveles $|2^2P_{1/2}, F = 1/2\rangle$ y $|2^2P_{1/2}, F = 3/2\rangle$ formarán un conjunto de múltiples crossover en diferentes posiciones. La señal de transmisión en este caso será mucho más compleja que la señal de la transición D2. En efecto la señal de transmisión se muestra en la Figura 4.11a.

En ambas Figuras 4.11a y 4.11b, el punto de anclado se marcó como el cero en el eje horizontal. Adicionalmente, se muestra la señal de error, correspondiente a la derivada de la señal de transmisión la cual es la señal que servirá para anclar los láseres. La señal de error es obtenida directamente del controlador del diodo láser, modelo DLC102, y es obtenida de forma electrónica.

Capítulo 5

Sistema de monitoreo y diagnóstico del experimento



Figura 5.1: Fotografía de trampa magneto-óptica de ${}^6\text{Li}$.

En este capítulo se muestran los diferentes mecanismos de monitoreo, diagnóstico y caracterización de la nube atómica. Por un lado, se utiliza la señal de fluorescencia de la nube para caracterizar y optimizar el proceso de carga de la MOT, así como obtener una primera estimación del número de átomos. Por otro lado, se describe la técnica de imagen por absorción que nos permite obtener una mejor estimación del número de átomos y de la temperatura de la nube atómica. Finalmente, se describen algunos mecanismos que pueden modificar las estimaciones del número de átomos y de la temperatura de la nube.

5.1. Fluorescencia con fotodiodo

El primer mecanismo de diagnóstico con el que contamos es el monitoreo de la fluorescencia de los átomos confinados en la MOT. Los átomos capturados en la MOT se encuentran en constante absorción y emisión de fotones, gracias a esto podemos cuantificar la cantidad de átomos confinados en la MOT. En la Figura 5.1 se muestra una fotografía de la fluorescencia de la nube atómica en la MOT.

5.1.1. Primera estimación del número de átomos

Para estimar el número de átomos capturados en la MOT debemos relacionar la señal de fluorescencia con el número de átomos. Sabemos que la potencia de luz emitida por fluorescencia en una sección de ángulo sólido, Ω , está dada por:

$$P_{\Omega} = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\hbar\omega\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} N, \quad (5.1)$$

donde el ángulo sólido se define como $\Omega \approx 2\pi(1 - \frac{d}{r^2+d^2})$, donde $2r$ el diámetro de la lente de captura y d la distancia de la nube a la lente, la deducción de esta relación se muestra en el apéndice A.1. De esta forma, podemos estimar el número de átomos como:

$$N = P_{\Omega} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2}{\hbar\omega\Gamma} \frac{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}{s_0}. \quad (5.2)$$

Utilizando un fotodiodo previamente calibrado, ver apéndice A.2, podemos utilizar la relación (5.3), donde η es el factor de conversión de voltaje a potencia, para conocer del número de átomos confinados en la MOT.

$$N = \frac{V_{fotodiodo}}{\eta} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2}{\hbar\omega\Gamma} \frac{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}{s_0}. \quad (5.3)$$

Algunos valores típicos de las condiciones del experimento son: la desintonía del haz de enfriamiento: $\delta = -8.5\Gamma$, el parámetro de saturación en resonancia: $s_0 = 6 \times \frac{22mW/[\pi(1.8/2cm)^2]}{2.54mW/cm^2} \approx 6 \times 3.38 = 20.3$ ¹. Utilizando estos parámetros, y conociendo el ángulo sólido que puede monitorear el fotodiodo, ver sección A.2, $\Omega = 8.44 \pm 2.46 \cdot 10^{-2} sr$, podemos estimar con una señal típica de $V_{fotodiodo} = 1.0V$, el orden de

¹Donde el factor de 6 proviene del hecho que la configuración de la MOT consiste de 6 haces de luz.

átomos confinados en la MOT es de $\approx 8.4 \pm 0.5 \cdot 10^8$.

5.1.2. Caracterización del desacelerador Zeeman

Tiempo de carga de la MOT

La fluorescencia es un proceso que ocurre continuamente en los átomos confinados en la MOT, y puede monitorearse continuamente. Esto nos permite medir la evolución del tamaño de la nube. Utilizando esta herramienta podemos caracterizar y optimizar el proceso de carga de la MOT de manera a disminuir el tiempo de carga. La evolución del número de átomos en la MOT se puede describir a partir de la siguiente ecuación diferencial[81]:

$$\frac{dN}{dt} = L - \frac{1}{\tau}N - \beta'N^2. \quad (5.4)$$

Esta ecuación toma en consideración el flujo de átomos entrantes, descrito por el parámetro L , en nuestro caso provenientes del desacelerador Zeeman cuyas velocidades son suficientemente bajas para ser atrapadas en la MOT. Además, la relación (5.4) describe el proceso de pérdida de átomos debido a dos mecanismos por pérdidas de uno y dos cuerpos. Las pérdidas de un cuerpo, descritas por el término $-\frac{1}{\tau}N$, son causadas por procesos de dispersión entre átomos en la trampa con: el gas de fondo y los átomos provenientes del desacelerador Zeeman. Las pérdidas de dos cuerpos, descritas por el término² $-\beta'N^2$, son causadas por colisiones de átomos dentro de la MOT, y solamente es relevante cuando la densidad de la nube es muy alta³.

La relación (5.4) nos permite obtener una descripción tanto de la carga como la *descarga* de la MOT. La manera de describir la descarga de la MOT es colocando las condiciones $L = 0$ y $N(t = 0) = N_0$. De esta manera, el comportamiento del número de átomos en la trampa está descrito por:

$$N(t) = \frac{N_0/\tau}{(N_0\beta + \tau^{-1})e^{t/\tau} - N_0\beta}. \quad (5.5)$$

Este comportamiento se conoce como *súper-exponencial*, y describe la descarga de la MOT en el régimen de alta densidad, es decir, al inicio de la descarga. En el límite

²En [81] describen este término como $-\beta\frac{N^2}{V}$ en lugar de $-\beta'N^2$, donde V es el volumen de la nube atómica.

³En el caso de átomos de cesio[81], $\beta'V \approx 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$

de bajas densidades el comportamiento es de la forma $N(t) = N'_0 e^{-t/\tau}$.

Para describir la carga de la MOT, supondremos el límite de bajas densidades⁴, en donde el término $\beta'N^2$ puede ser despreciado. De esta manera, podemos caracterizar la carga de la MOT de la siguiente forma:

$$N(t) = N_{max} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5.6)$$

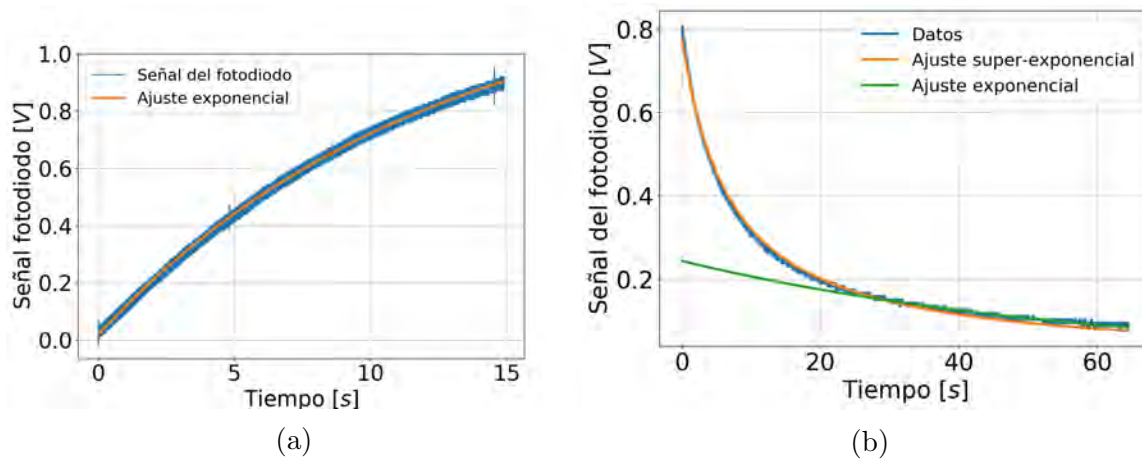


Figura 5.2: Señal del fotodiodo durante el monitoreo de la a) carga de la MOT y b) la descarga de la MOT, con sus respectivos ajustes siguiendo los modelos propuestos (5.6) y (5.5) respectivamente.

Como podemos ver en la Figura 5.2, el modelo de la dinámica dentro de la MOT, descrita por (5.4), es válida dentro de los parámetros de tiempo y densidades con que se manejan en el experimento

Algunos de los parámetros que pueden afectar el tiempo de carga de la MOT son:

- La temperatura del horno
- El perfil del campo magnético del desacelerador Zeeman
- La desintonía e intensidad del haz del desacelerador Zeeman
- La configuración del campo y desintonías de la luz de la MOT

La temperatura del horno es un parámetro que no se estudió sin embargo podemos decir algo al respecto. Al aumentar la temperatura del horno, la cantidad de átomos

⁴Podemos realizar esa aproximación ya que la nube comienza a formarse, de forma que la densidad es baja.

que pueden ser frenados por el desacelerador Zeeman aumenta. Por esta razón, aumentar la temperatura del horno aumenta el flujo y por lo tanto el número de átomos confinados en la MOT⁵. Este comportamiento será válido siempre que la MOT no llegue al límite de saturación dentro del tiempo de carga. En dado caso, aumentar la temperatura del horno no aumentará el número de átomos sino únicamente disminuirá el número el tiempo que tarda en llegar a la saturación.

Campo magnético del desacelerador Zeeman

La tasa de átomos frenados en el desacelerador Zeeman depende del perfil de campo magnético a lo largo del desacelerador Zeeman, ver sección 4.1. Para sintonizar el perfil de campo magnético se modificaron los valores de corrientes en las bobinas del desacelerador Zeeman y en la última bobina del desacelerador Zeeman. La última bobina del desacelerador Zeeman está conectada de tal forma que el campo magnético producido va en dirección opuesta al resto del desacelerador Zeeman, por esta razón se denomina como bobina de *spin flip*. Como se mostró en la Figura 5.2a, basta con obtener los parámetros libres del ajuste (5.6) para caracterizar la carga de la MOT.

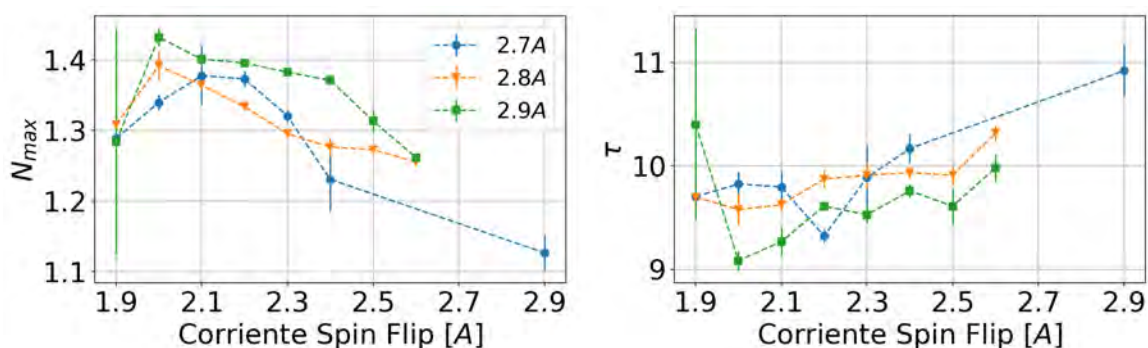


Figura 5.3: Carga de la MOT como función de los parámetros del campo magnético del desacelerador Zeeman. Se muestran los parámetros de los ajustes realizados, el código de colores representa la corriente de la bobina principal de desacelerador.

Utilizando los valores observados de la Figura 5.3, se fijaron los valores de las corrientes de las bobinas del desacelerador Zeeman y de *spin flip* en 2.9A y 2.0A respectivamente, ya que maximizan el número de átomos y el tiempo de carga, utilizando 15s de tiempo de carga.

⁵Fijando el tiempo de carga de la MOT.

5.2. Sistema de imagen

Para realizar el diagnóstico y estudio de la nube de átomos de manera más detallada necesitamos realizar imágenes de la nube. La clase de imagen que utilizaremos para caracterizar la nube atómica será la imagen por absorción. Existe otra técnica de imagen conocida como imagen por fluorescencia, que se describe con detalle en el apéndice A, sin embargo no se utiliza en este trabajo para caracterizar a la nube.

Para realizar la adquisición de imágenes, se utilizó una cámara CCD modelo MANTA G-145 NIR de la marca Allied Vision Technology, cuyas especificaciones se encuentran en el apéndice A.3.1. El propósito de esta cámara es el caracterizar el tamaño, posición, forma y expansión como función del tiempo en las diferentes etapas del proceso de enfriamiento debido a que no se necesita un sistema de alta resolución para caracterizar estos procesos. Adicionalmente a este sistema de imagen, se implementará para el estudio de la muestra cuántica un sistema de alta resolución a lo largo del eje vertical.

5.2.1. Montaje óptico

El esquema del sistema óptico que utilizaremos para realizar la imagen de absorción se muestra en la Figura 4.9. La luz del haz de imagen proviene de la mesa óptica principal en donde se prepara la luz de forma que esté en resonancia con los átomos, ver Figura 4.7. Utilizando los AOM's de enfriamiento y de rebombado es posible sintonizar la frecuencia de la luz con precisión de forma a estar en resonancia con los estados $^2S_{1/2} F = 1/2$ y $^2S_{1/2} F = 3/2$.

El montaje óptico de la Figura 4.9, consiste del haz de imagen, con un diámetro $1/e^2 = 3.6\text{cm}$, centrado en los átomos. Para observar la nube de átomos se colocó un telescopio cuyo propósito es de-magnificar la imagen de la nube⁶. La primera lente se colocó a la distancia focal de la MOT, $f_1 = 175\text{mm}$. De esta manera, la fluorescencia de la nube es colimada después de la primera lente, mientras que el haz de imagen se enfoca a la distancia focal f_1 . La segunda lente que se utilizó es de distancia focal $f_2 = 60\text{mm}$, y se colocó a la distancia $d = f_1 + f_2$ de la primera lente. Así, el haz de imagen es colimado con un tamaño menor. Finalmente, se coloca la cámara CCD a la distancia focal f_2 de la segunda lente de forma a obtener una imagen de la nube

⁶La razón es que la nube mide alrededor de 1cm de diámetro y el CCD apenas mide 9mm de lado, ver apéndice A.3.1.

de átomos.

La magnificación teórica del telescopio utilizado es $M_{teorica} = f_2/f_1 = 60/175 \approx 0.34$, tomando en cuenta que el tamaño de píxel es $6.45\mu m$, significa que cada píxel de la CCD equivale a $6.45/M_{teorica} \approx 18.8\mu m$. La magnificación real del sistema óptico se midió experimentalmente observando el movimiento del centro de masa de la nube de átomos como función del tiempo. La magnificación real es $M_{real} = 0.359 \pm 0.005$, ver apéndice B.1.

5.3. Imagen de absorción

En contraste a la señal de un fotodiodo, adquirir una imagen nos brinda información acerca de la distribución espacial de los átomos. Esta información será muy valiosa para determinar tanto el número como la temperatura de la nube atómica. En la imagen de absorción, la nube de átomos se ilumina con un haz de luz resonante de forma que éstos absorben la luz, y producen una sombra que puede ser captada utilizando una cámara CCD. Para poder observar la sombra que produce la nube de átomos se necesita implementar el montaje óptico mostrado en la Figura 4.9.

La cantidad de luz absorbida por la nube se conoce como densidad óptica, $OD(x, y)$. Esta cantidad se define como:

$$OD = -\ln \frac{I}{I_0}. \quad (5.7)$$

De manera equivalente, podemos expresar la intensidad transmitida como función de la densidad óptica, también conocida como ley de Lambert-Beer[49]:

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-OD(x, y)}, \quad (5.8)$$

donde $I_0(x, y)$ es el perfil de intensidad inicial del haz de luz, antes de pasar por la nube, y $I(x, y)$ es el perfil de intensidad del haz después de pasar por la nube. La intensidad de luz absorbida después de la nube será proporcional a la densidad de la nube, más específicamente a la densidad de columna, $n(x, y) = \int n(x, y, z)dz$, donde $n(x, y, z)$ es la densidad de la nube y z el eje de propagación del haz de imagen.

La densidad óptica se puede expresar como $OD(x, y) = n(x, y)\sigma$, donde σ es la sección eficaz de absorción. Podemos entonces expresar la relación (5.8) como:

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma n(x, y)}. \quad (5.9)$$

Como vimos en el capítulo 3, la interacción entre la luz y la materia depende tanto de las propiedades de la luz como de la materia. En particular, la probabilidad que los átomos se encuentren en el estado excitado esta dada por (3.2). La sección eficaz de absorción se puede expresar como $\sigma = (\hbar\omega\Gamma/I) \cdot \rho_{ee}$, es decir

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (5.10)$$

donde s_0 y δ corresponden al parámetro de saturación en resonancia y desintonía de la luz del haz de imagen, y σ_0 corresponde a la sección eficaz de absorción en resonancia. En la aproximación de intensidades bajas, σ_0 se puede escribir como:

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}}. \quad (5.11)$$

Experimentalmente es posible medir la densidad óptica midiendo el perfil de intensidad del haz después de atravesar la nube, $I_{nube}(x, y)$, y la intensidad sin nube presente, $I_{haz}(x, y)$. Para compensar el ruido térmico del CCD y la luz ambiental es necesario tomar una imagen adicional sin ningún tipo de luz llegando al CCD, $I_{dark}(x, y)$.

La densidad óptica se puede obtener a partir de estas tres imágenes utilizando la relación (5.7),

$$OD_{exp} = -\ln \frac{I_{nube}(x, y) - I_{dark}(x, y)}{I_{haz}(x, y) - I_{dark}(x, y)}. \quad (5.12)$$

En la Figura 5.4, se muestra la operación (5.12) para obtener una imagen de la densidad óptica. A partir de esta cantidad podemos estimar el número de átomos en la nube integrando sobre toda el área del CCD,

$$N = \int \int n(x, y) dx dy \approx A \sum_{i, j} n(i, j) = \frac{A}{\sigma} \sum_{i, j} OD_{exp}(i, j), \quad (5.13)$$

donde A es el área efectiva del píxel del CCD.

Para estimar la temperatura de la nube vamos a utilizar la técnica de imagen de tiempo de vuelo (TOF). Esta técnica consiste en comparar el perfil de densidad de la

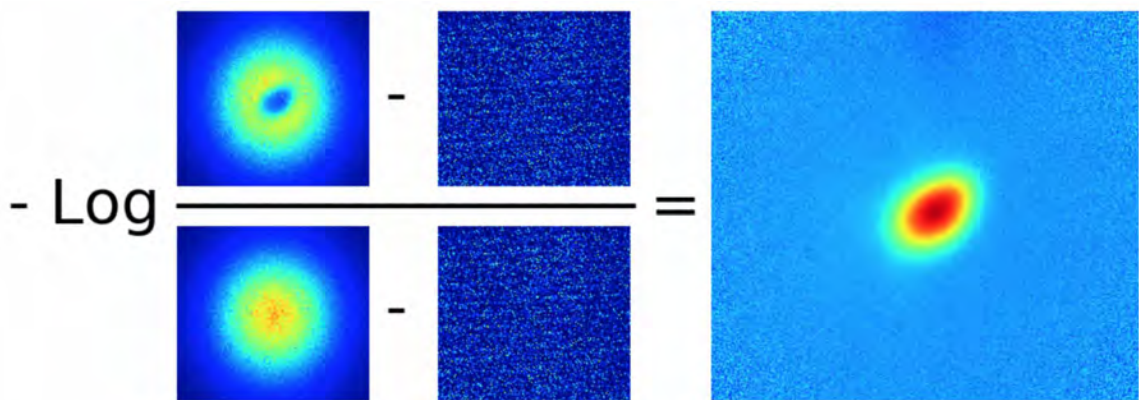


Figura 5.4: Imagen de absorción de una nube atómica.

nube atómica para distintos tiempos de expansión. La expansión de la nube es una medida de la distribución de velocidades de los átomos, en (2.6) se puede relacionar directamente el ancho de la nube atómica con la temperatura de nube de átomos. Para esto, resulta conveniente realizar un ajuste gaussiano del perfil de densidad de la nube a lo largo de una dirección de la forma:

$$\rho(x, t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2(t)}\right), \quad (5.14)$$

donde N es el número total de átomos en la nube. Identificando el coeficiente del exponente de la distribución de Maxwell-Boltzmann, (2.6), con el exponente del ajuste (5.14) obtenemos:

$$\sigma(t)^2 = \frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_0^2, \quad (5.15)$$

donde utilizamos el hecho que $x - x_0 = vt$, y el término σ_0 proviene del hecho que la nube tiene un tamaño finito antes de realizar la medida de tiempo de vuelo. En la Figura 5.6, se muestra la evolución de la desviación estándar de la nube de átomos como función del tiempo de vuelo, junto con un ajuste de la forma (5.15).

La estimación de la temperatura de la nube realizada en (5.16) solamente es válida fijándonos en la expansión a lo largo de una dirección, sin embargo utilizando la

⁶Se muestra el comportamiento de las dos componentes hiperfinas del estado base, $F = 1/2$ y $F = 3/2$. Ambas componentes presentan ligeras diferencias en su comportamiento. Esto puede ser debido a los procesos en la MOT, las especies $F = 1/2$ y $F = 3/2$ sienten campos magneto-ópticos diferentes debido a sus momentos magnéticos diferentes. Sin embargo este fenómeno no es de interés para lo que se quiere ejemplificar.

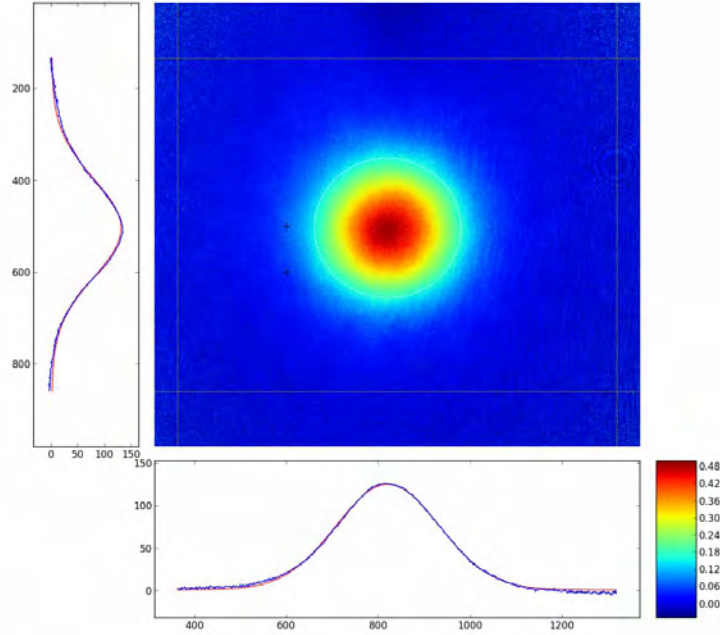


Figura 5.5: Imagen típica de la densidad óptica de la expansión de la nube de átomos después de $5ms$ de tiempo de vuelo después de aplicar las técnicas de enfriamiento sub-Doppler. A los costados de imagen se muestra en color azul los perfiles $\rho_x(x)$ y $\rho_y(y)$, así como los ajustes gaussianos realizados para estimar el número de átomos y la temperatura de la nube en color rojo.

cámara CCD es posible obtener la expansión de la nube a lo largo de varias direcciones. En particular se escogieron las direcciones horizontal y vertical para obtener los perfiles de densidad respectivos $\rho_x(x) = \int n(x, y)dy$ y $\rho_y(y) = \int n(x, y)dx$.

Para obtener una medida de la temperatura es necesario realizar el ajuste gaussiano por lo menos para dos tiempos de vuelo t_1 y t_2 distintos. De esta forma, es posible eliminar la dependencia del tamaño inicial de la nube, y podemos estimar la temperatura de la nube como:

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma(t_2)^2 - \sigma(t_1)^2}{t_2^2 - t_1^2}. \quad (5.16)$$

Como ya vimos en la sección 5.3, somos capaces de obtener una estimación del número de átomos de manera bruta utilizando la relación (5.13) para la imagen por absorción. Sin embargo, este método está sujeto a fluctuaciones numéricas, en particular para obtener la densidad óptica se necesita realizar una división entre dos imágenes. Una forma de reducir las fluctuaciones en el cálculo del número de átomos

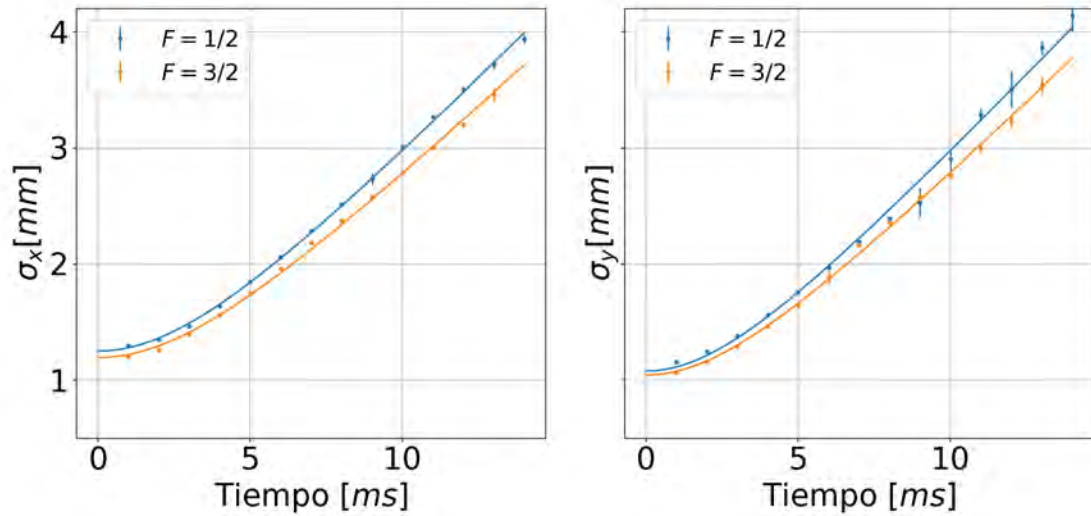


Figura 5.6: Ancho medio de la nube atómica a lo largo de las direcciones x y y (vertical) de la nube de átomos después de aplicar las técnicas de enfriamiento sub-Doppler⁶, como función del tiempo de vuelo. Las curvas sólidas corresponden a la curva esperada por la relación (5.15).

es utilizar el ajuste gaussiano realizado para estimar la temperatura de la nube.

La estimación de la temperatura y del número de átomos en la nube se tomará como el promedio de los valores obtenidos utilizando $\rho_x(x)$ y $\rho_y(y)$, un ejemplo de los ajustes realizados se muestra en la Figura 5.5.

En la Figura 5.7, podemos ver la expansión de una nube de alrededor de $1 \cdot 10^8$ átomos a una temperatura aproximada de $50\mu K$.

5.3.1. Efectos de la frecuencia e intensidad del pulso de imagen

Al momento de realizar la imagen de la nube atómica se deben de tomar en cuenta varios fenómenos que pueden modificar la señal que obtengamos, entre ellos se encuentran la frecuencia, intensidad y duración del pulso de luz del haz de imagen. Los efectos de frecuencia e intensidad de la luz se ven claramente en la relación (3.2), donde se describe la probabilidad de un átomo de estar en el estado excitado como función de estos parámetros. La curva que describe el número de átomos como función de la desintonía es una distribución lorentziana cuyo ancho depende de la intensidad

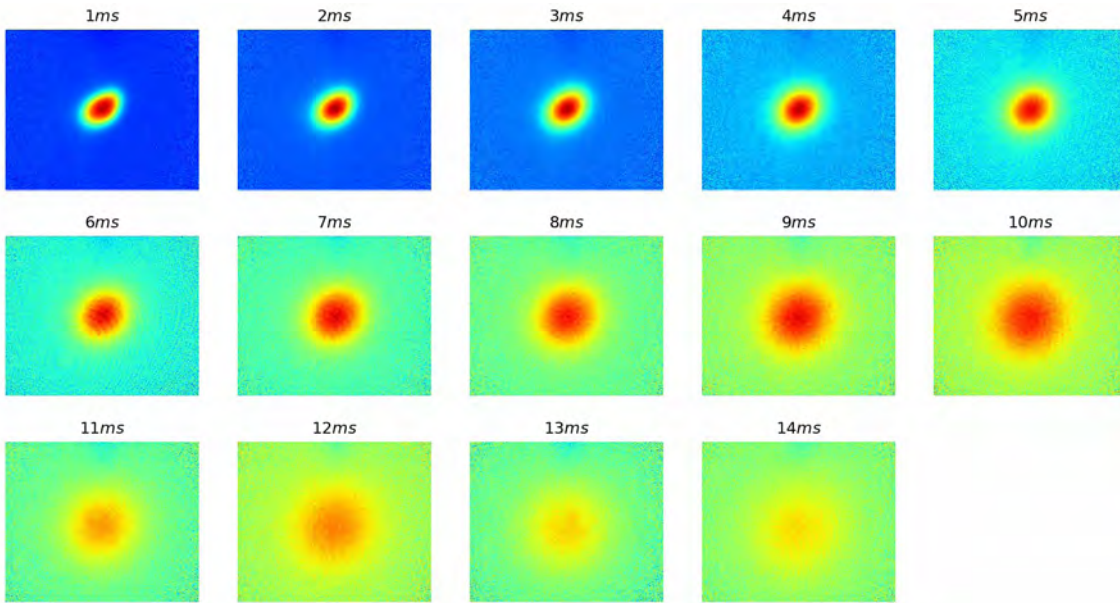


Figura 5.7: Imágenes de tiempo de vuelo de la nube atómica después de aplicar las técnicas de enfriamiento sub-Doppler. Utilizando la relación (5.16) se pudo estimar la temperatura en $50\mu K$.

del haz de imagen, este fenómeno se conoce como ensanchamiento por potencia y el ancho de la lorentziana resultante se puede expresar de la forma [42]:

$$\gamma = \Gamma\sqrt{1 + s_0}, \quad (5.17)$$

donde Γ es el ancho natural de la transición y s_0 el parámetro de saturación en resonancia.

En las Figuras 5.8a y 5.8b, se muestra la dependencia del número de átomos en el estado excitado como función de la desintonía, y del parámetro de saturación del haz de imagen respectivamente. En efecto, al modificar éstos parámetros en una nube atómica después de aplicar las técnicas de enfriamiento Doppler se obtienen las curvas de las Figuras 5.9a y 5.9b. Podemos ver que se reproducen los resultados esperados en las Figuras 5.8a y 5.8b.

Las Figuras 5.9a y 5.9b muestran que en efecto la manera de realizar la imagen de la nube atómica puede modificar las estimaciones del número de átomos.

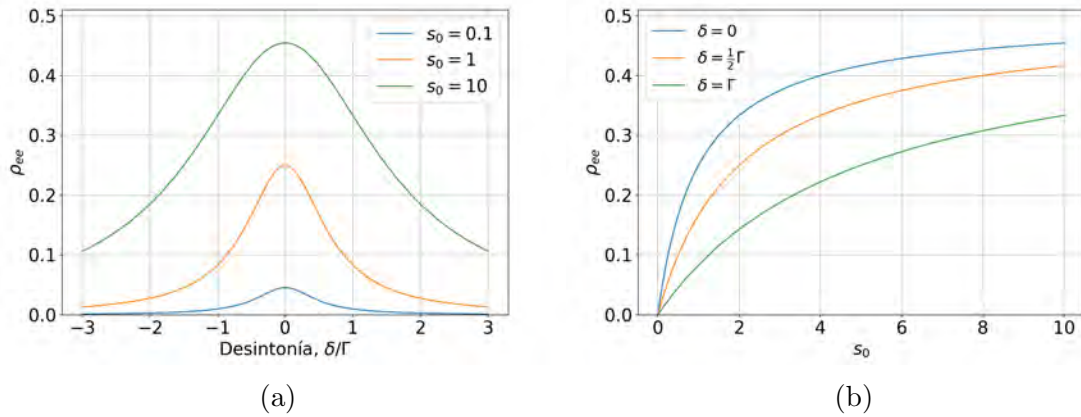


Figura 5.8: Dependencia del número de átomos como función de a) la frecuencia y b) del parámetro de saturación del pulso de imagen.

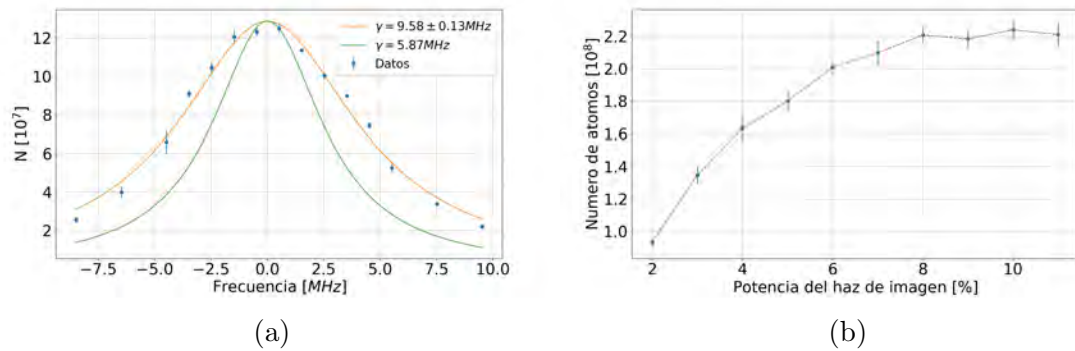


Figura 5.9: Mediciones del número de átomos como función de a) la desintonía y b) la potencia del haz de imagen, al final de una prueba de enfriamiento Doppler.

Capítulo 6

Implementación y optimización del enfriamiento Doppler

En esta sección se presenta la implementación experimental, así como la optimización del enfriamiento Doppler en una nube atómica confinada en una trampa magneto-óptica. En una primera parte se discute sobre los aspectos técnicos relacionados con el campo magnético necesario para realizar la trampa magneto-óptica. Posteriormente, se discute sobre el proceso de optimización de las frecuencias de la luz, así como el gradiente de campo magnético necesario para obtener el mayor número de átomos confinados en la MOT. Después, se presentará la optimización del proceso de melaza óptica variando los parámetros de intensidad y frecuencia de la luz. Finalmente, se hace énfasis en el efecto que puede tener la frecuencia de la luz de imagen, así como la población relativa de cada componente hiperfina al momento de realizar la estimación del número de átomos.

6.1. Trampa magneto-óptica

6.1.1. Caracterización del campo de MOT

El campo magnético necesario para la MOT en 3D se puede generar utilizando un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz. La corriente suministrada a las bobinas de MOT proviene de una fuente de corriente modelo DELTA ELEKTRONIKA SM52-AR-60, capaz de suministrar corriente hasta 60A. Se caracterizó el campo magnético producido por las bobinas de MOT a lo largo del eje vertical midiendo con

un sensor Hall la componente $B_z(z)$, para distintos valores de corriente, y se comparó con simulaciones numéricas, los resultados se muestran en la Figura 6.1a.

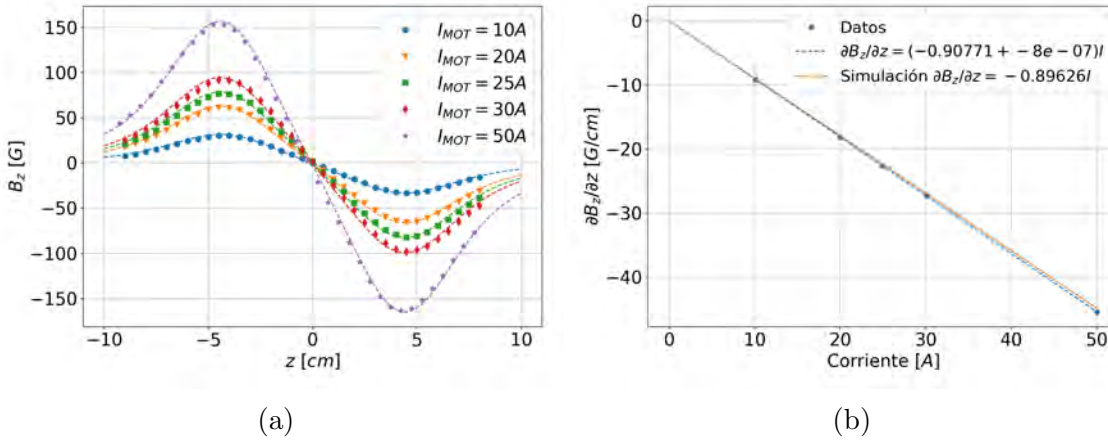


Figura 6.1: Caracterización del campo magnético producido por las bobinas de MOT. a) Se midió el campo $B_z(z)$ con un sensor Hall. b) Calibración del gradiente de campo magnético $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0}$ como función de la corriente de las bobinas de MOT.

Las simulaciones que se realizaron para comparar las mediciones experimentales permitieron mostrar que las bobinas de MOT se encuentran ligeramente descompensadas. La bobina inferior produce un campo magnético 4 % menor al campo magnético producido por la otra bobina. Este desbalance no presenta ninguna preocupación para las medidas realizadas en este trabajo, sin embargo se tendrá que tomar en cuenta para el estudio de los gases degenerados¹. En la Figura 6.1b, se muestra la curva que nos permitirá conocer el gradiente de campo magnético $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0}$ para distintos valores de corriente. Se realizó un ajuste lineal a los datos, y se obtuvo la siguiente relación $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0} = (-0.90771 \pm 8 \times 10^{-7})I$ donde I es la corriente suministrada a las bobinas. La desviación del valor de la pendiente entre los datos experimentales y la simulación realizada es de 1.27 %.

El campo magnético generado por las bobinas de MOT ejerce una fuerza sobre los átomos, esto es lo que nos permite confinarlos espacialmente. No obstante, podría ser una posible fuente de conflictos en la realización de las melazas ópticas. Para obtener la mayor eficiencia de enfriamiento de las melazas ópticas requieren que no haya un campo magnético presente. Al dejar de suministrar corriente a las bobinas, por

¹Se necesitará tomar en cuenta debido a que las bobinas de MOT servirán como bobinas de para compensar la curvatura del campo de Feshbach[80].

autoinducción la bobina va a demorar más tiempo apagándose. Entre más lento sea el tiempo de apagado del suministro de corriente, más lento será el tiempo de apagado del campo magnético, imprimiendo así una fuerza en los átomos y deformando la nube al momento de apagar el campo cuadrupolar. Para disminuir el tiempo de corte del suministro de corriente en las bobinas de MOT, se utilizó un transistor bipolar de puerta aislada (IGBT por sus siglas en inglés) modelo SKM400GB12E4 de la marca SEMIKRON, capaz de cortar el suministro de corriente en $50\mu s$, logrando que el campo magnético pueda apagarse en menos de $1ms$.

6.1.2. Optimización de los parámetros

Optimización de los parámetros de la luz

En la primera parte de la optimización de la MOT se modificaron las propiedades de la luz. Se modificaron las desintonías de las frecuencias de enfriamiento y de rebombado modificando la radiofrecuencia de los AOM respectivos manteniendo el gradiente de campo magnético y la radiofrecuencia del AOM del desacelerador Zeeman constantes. Al mantener constante la radiofrecuencia del AOM del desacelerador Zeeman y cambiar las radiofrecuencias de los AOM's de enfriamiento y rebombado también vamos a modificar la eficiencia del desacelerador Zeeman debido al cambio de frecuencia de enfriamiento. Sin embargo, en el montaje actual es posible modificar independientemente la radiofrecuencia del AOM del desacelerador Zeeman.

Las medidas que se reportan en este trabajo consisten en el promedio de por menos tres realizaciones experimentales bajo las mismas condiciones. Las barras de error asociadas a cada medida corresponden a la desviación estadística de los datos obtenidos.

En la Figura 6.2, se muestra la primera caracterización de desintonía del haz de enfriamiento. Esta prueba se realizó manteniendo la misma potencia en los brazos de la MOT y en el desacelerador Zeeman, se fijaron los valores de $P_{cool} = 15mW$ para los brazos de la MOT y $P_{cool} = 40mW$ para el haz del desacelerador Zeeman.

Esta primera caracterización se realizó utilizando la estimación de la imagen de fluorescencia de la nube, ver apéndice A. Por esta razón, la temperatura reportada es una medida del ancho de la nube después de un tiempo de vuelo y no representa la temperatura real de la nube. Sin embargo, en la sección 5.3 se mostró que el ancho de la nube está relacionado con la temperatura de la nube.

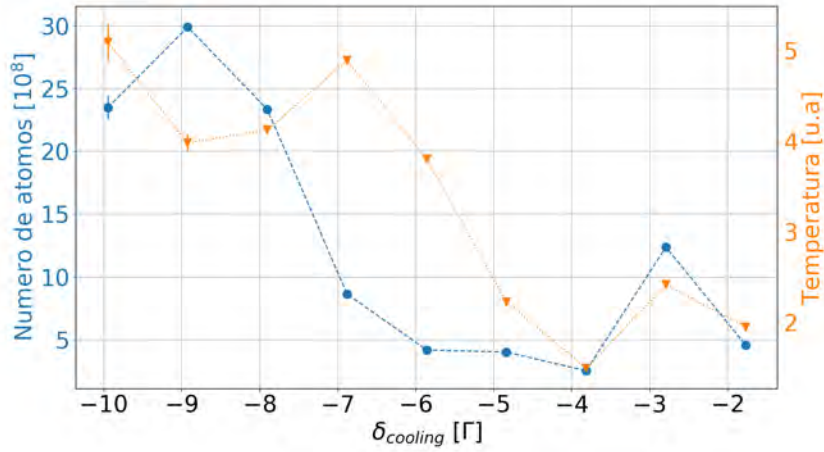


Figura 6.2: Primera caracterización del número de átomos (●) y temperatura relativa (▲) como función de la desintonía del haz de enfriamiento. En esta medida, la temperatura es una medida del ancho de la nube después de un tiempo de vuelo y no representa la temperatura real de la nube. Las barras de error son menores que el tamaño del símbolo.

En la Figura 6.2, podemos observar un mayor número de átomos en la región de desintonías entre $\delta_{cool} \approx (-9\Gamma, -7\Gamma)$, y un segundo aumento en el número de átomos en la región de $\delta_{cool} \approx -3\Gamma$. Esto está en acuerdo con los resultados reportados en [71] y [56] respectivamente, donde se utilizó montaje experimental similar.

Para obtener un valor más preciso de la frecuencia de enfriamiento óptima, se realizaron mediciones en la región de desintonías $\delta_{cool} \approx (-9\Gamma, -7\Gamma)$ con una mayor resolución y utilizando la imagen de absorción en lugar de la imagen de fluorescencia para obtener una mejor estimación del número de átomos, ver Figura 6.3a.

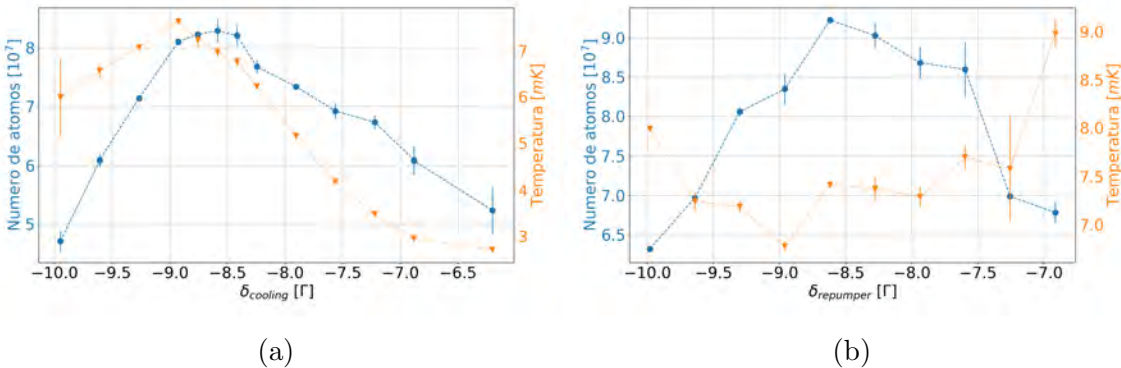


Figura 6.3: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) en función de la desintonía a) del haz de enfriamiento y b) del haz de rebombeo.

Las medidas realizadas en las Figuras 6.3a y 6.3b, se realizaron considerando dos tiempos de vuelo diferentes $0.5ms$ y $1.0ms$, para obtener una estimación de la temperatura de la nube utilizando la relación (5.16). Éstos datos se adquirieron utilizando la técnica de imagen por absorción, y ésta es la técnica que se utilizó en el resto de las medidas presentadas en este trabajo.

Se escogieron estos valores de tiempo de vuelo ya que para tiempos de vuelo mayores la señal a ruido de la imagen era muy baja debido a la rápida tasa de expansión de los átomos. Al tener una nube atómica muy diluida resulta difícil realizar el ajuste gaussiano.

Seguido a la caracterización de la desintonía del haz de enfriamiento, Figura 6.3a, se realizó la caracterización de la desintonía del haz de rebombeo, ver Figura 6.3b. De forma análoga al caso de la desintonía del haz de enfriamiento, se realizaron mediciones en dos tiempos de vuelo diferentes para obtener una aproximación de la temperatura de la nube. Los valores de desintonías de los haces de enfriamiento y de rebombeo se fijaron en -8.6Γ y -8.4Γ respectivamente. Utilizando estos valores de desintonía es posible maximizar el número de átomos confinados en la MOT.

Observando el comportamiento de las Figuras 6.3a y 6.3b, podemos ver el efecto que tiene cada frecuencia en los átomos. La frecuencia de enfriamiento en efecto influye más que la frecuencia de rebombeo en el aumento del número de átomos y la temperatura de éstos.

Optimización del campo cuadrupolar

El siguiente parámetro que debemos optimizar en la MOT es el campo magnético cuadrupolar. Utilizando la caracterización de la componente de campo magnético $B_z(z)$ de la sección 6.1.1, podemos optimizar el el campo magnético en términos de $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0}$. Utilizando los parámetros óptimos para las desintonías de los haces de enfriamiento y rebombeo, $\delta_{cool} = -8.4\Gamma$ y $\delta_{rep} = -8.6\Gamma$ respectivamente, se fue variando el campo magnético generado por las bobinas de MOT. Los resultados se muestran en la Figura 6.4.

En la Figura 6.4, podemos observar dos comportamientos diferentes. Mientras el gradiente de campo magnético se mantenga por debajo de $27G/cm$, la cantidad de átomos confinados en la MOT aumenta junto con el gradiente, mientras que la temperatura de la nube disminuye. Como vimos en la sección 3.3, la temperatura de captura es mayor conforme se disminuye el valor del gradiente de campo magnéti-

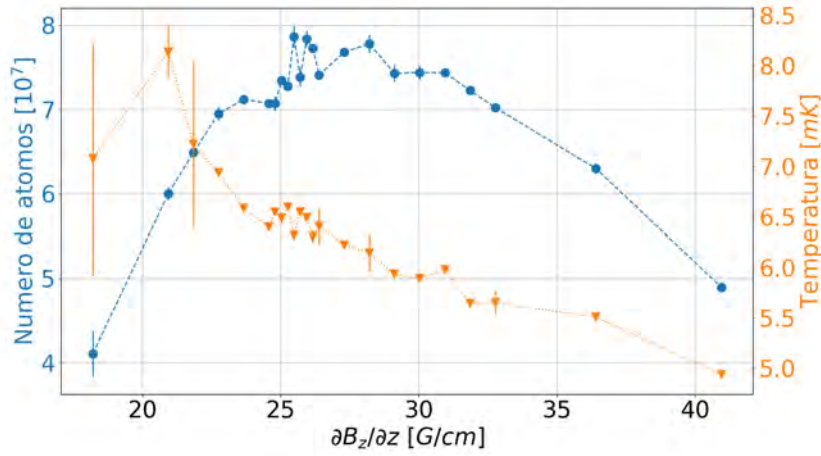


Figura 6.4: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) en función del gradiente de campo magnético $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0}$

co. Por esta razón es de esperar que la temperatura de la nube debe de aumentar conforme el gradiente disminuye. Conforme la temperatura de la nube aumenta, expande más rápidamente y las medidas realizadas tienen una mayor dispersión, por esta razón las barras de error en la temperatura aumentan conforme el gradiente de campo magnético disminuye. Por el contrario, conforme aumenta el gradiente de campo magnético, la temperatura de captura disminuye causando que la temperatura de la nube disminuya.

Para maximizar el número de átomos confinados en la MOT se fijó el valor de gradiente de campo magnético $\partial B_z(z)/\partial z|_{z=0}$ en $28\text{G}/\text{cm}$.

6.2. Enfriamiento por melaza óptica

La optimización de la melaza óptica consiste en sintonizar la frecuencia e intensidad de la luz que formará la melaza óptica óptima para obtener la mayor eficiencia en esta etapa de enfriamiento. Como vimos en la sección 3.2, la melaza óptica nos permite enfriar la nube atómica hasta la temperatura Doppler, $T_D \approx 140\mu\text{K}$. Para acercarnos a esta temperatura, requerimos estar en el límite de bajas intensidades en ambas frecuencias, de enfriamiento y de rebombeo, con la frecuencia de la luz cerca de la resonancia, con una desintonía del orden de $-\frac{\Gamma}{2}$, ver sección 3.2.1.

En la Figura 6.5, se muestra el efecto que tiene la desintonía de la luz de enfria-

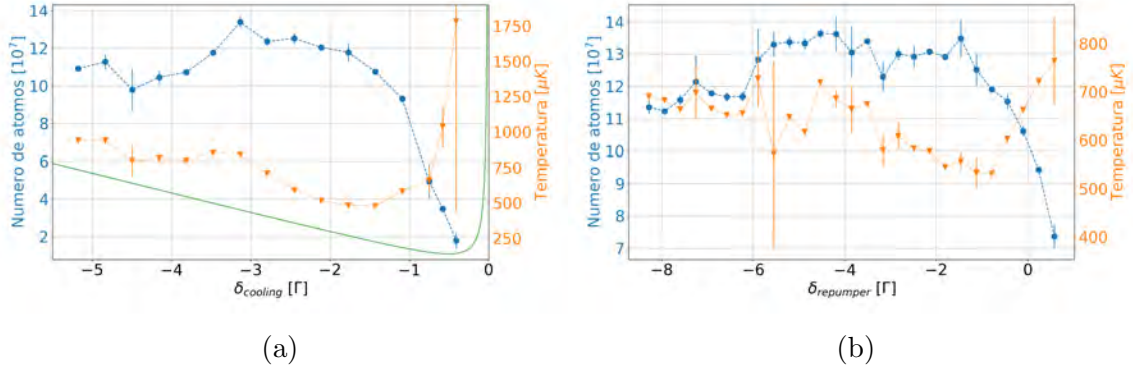


Figura 6.5: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) después de aplicar la melaza óptica como función de la desintonía de los haces de a) enfriamiento y de b) rebombeo. Adicionalmente en a), la línea continua muestra el límite Doppler como función de la desintonía dada por (3.15).

miento, 6.5a, y de la luz de rebombeo, 6.5b en el número de átomos y la temperatura de la nube. El comportamiento del número de átomos en función de cualquiera de las dos frecuencias de luz es similar. Mientras la desintonía permanezca por debajo de -1.5Γ en ambos casos, el número de átomos se mantiene dentro del mismo intervalo de valores, alrededor de $1.2 \cdot 10^8$ átomos. Conforme la frecuencia de la luz se acerca a la resonancia, 0Γ , el número de átomos se ve altamente reducido debido a pérdidas inducidas por calentamiento de los átomos. Este efecto se puede apreciar mejor observando el comportamiento de la temperatura de la nube. La temperatura de la nube aumenta en un factor de 3 respecto al valor mínimo conforme la desintonía del haz de enfriamiento se acerca la resonancia.

En modo de comparación, en la Figura 6.5a, se muestra la curva correspondiente a la mínima temperatura posible de alcanzar utilizando la melaza óptica como función de la desintonía dada por la relación (3.15). Remarquemos que la temperatura de la nube de átomos siempre se encuentra por encima de el límite Doppler. Los resultados observados en la Figura 6.5a nos indican que en efecto, en el caso del Li donde los niveles hiperfinos del estado excitado, $2^2P_{3/2}$ no se pueden resolver, el enfriamiento por efecto Sísifo no funciona de manera eficiente.

En la Figura 6.6, se muestra el número y temperatura de la nube atómica como función de la intensidad de los haces de enfriamiento y de rebombeo. La intensidad, en el límite de intensidades bajas, no modifica el número de átomos, no obstante, sí afecta la temperatura de la nube. A intensidades muy bajas la eficiencia de la melaza disminuye debido a que no es posible mantener a todos los átomos en el ciclo de

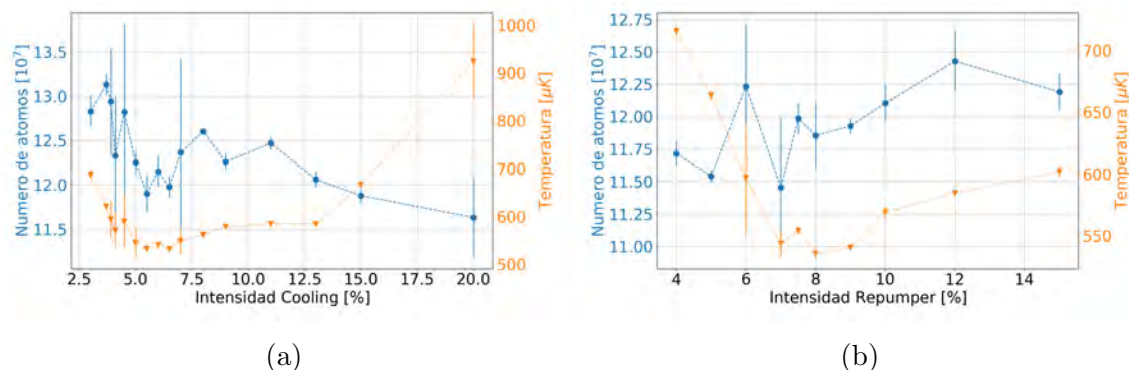


Figura 6.6: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) después de aplicar la melaza óptica como función de la intensidad del haz de a) enfriamiento y de b) rebombeo.

enfriamiento.

Un parámetro adicional en la melaza óptica es la duración de ésta. La duración de la melaza óptica nos indica el tiempo que se necesita para enfriar a la mayor parte de la nube. En la Figura 6.7, se muestra el número de átomos y temperatura de la nube como función de la duración de la melaza óptica. Podemos notar que existe un tiempo crítico alrededor de $800\mu s$. Para duraciones menores a $800\mu s$, el número de átomos enfriados es menor que para duraciones mayores, sin embargo, éstos se encuentran a una mayor temperatura.

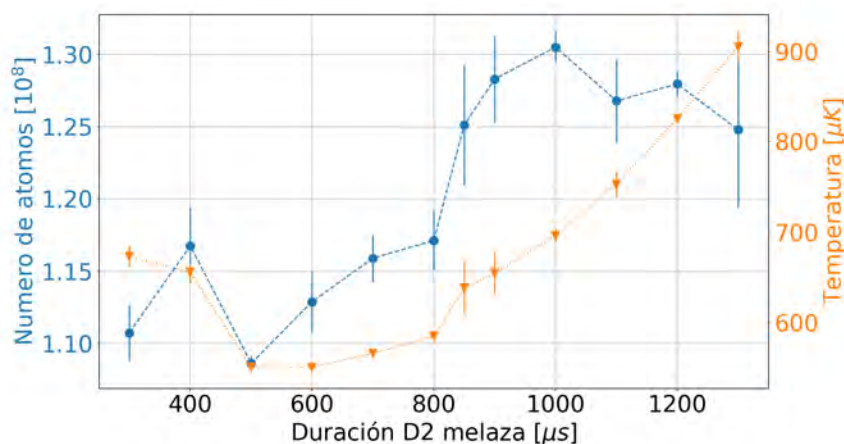


Figura 6.7: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) como función de la duración de la melaza óptica.

Para poder realizar la melaza óptica de manera eficiente, se necesita que no haya

la presencia de un campo magnético al momento de implementar la melaza. Debido a que la temperatura de la nube en la MOT es de $7mK$, la melaza óptica se tiene que implementar lo más próximo temporalmente al momento de apagado de la trampa magnética. Si se deja expandir la nube atómica la eficiencia de la melaza óptica disminuye.

Para asegurarse que no hay ningún campo magnético presente, los campos magnéticos del desacelerador Zeeman se apagan $400ms$ antes de realizar la melaza óptica. Debido al campo magnético del desacelerador Zeeman el cero de campo magnético, y por lo tanto el centro de la MOT, se desplaza. El valor de $400ms$ se escogió para dejar los átomos en la MOT estabilizarse alrededor del nuevo centro de la MOT. Además de apagar los campos del desacelerador, se necesita apagar el campo cuadrupolar. Como vimos en la sección 6.1.1, el campo magnético tarda alrededor de $1ms$ en apagarse, por esta razón se tiene que apagar el campo con el IGBT antes de modificar las propiedades de la melaza óptica. En la Figura 6.8, se muestra el número de átomos enfriados por la melaza como función del retraso de apagado de las bobinas de MOT. Como podemos notar, no existe una variación significativa en el número de átomos enfriados en función del retraso. Esto muestra que la melaza óptica que se implementó es robusta ante campo magnéticos remanentes.

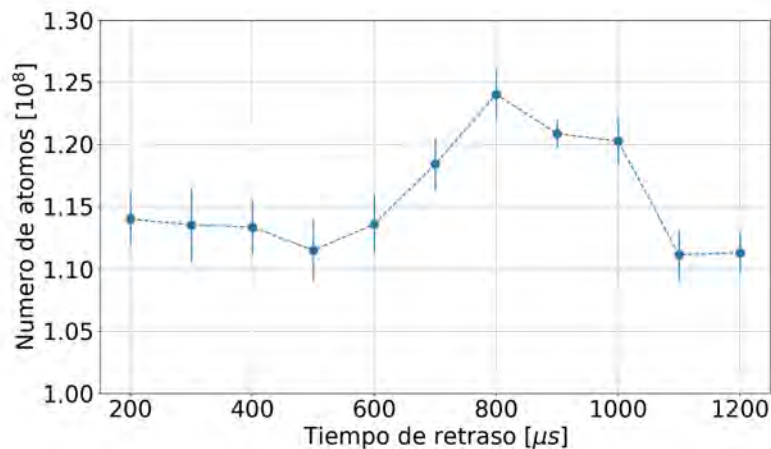


Figura 6.8: Caracterización del número de átomos y tamaño en función del desfase temporal de apagado del campo de MOT.

Los valores finales de los diferentes parámetros de la MOT y de la melaza óptica utilizando la transición D2 se muestran en la Tabla 6.1.

²El porcentaje que se reporta consiste de la eficiencia del AOM del haz en cuestión, sea de

Etapa	Parámetro / Símbolo	Valor óptimo
MOT	$\partial B_z(z)/\partial z _{z=0}$	28G/cm
MOT	δ_{cool}	-8.6 Γ
MOT	δ_{rep}	-8.4 Γ
MOT	Tiempo de carga	8.4s
Melaza D2	δ_{cool}	-1.7 Γ
Melaza D2	δ_{rep}	-1.7 Γ
Melaza D2	I_{cool}	10 % ²
Melaza D2	I_{rep}	7 % ²
Melaza D2	Duración de la melaza óptica	850 μ s

Tabla 6.1: Parámetros finales que optimizan los procesos de MOT y melaza óptica con la transición D2.

6.3. Efectos a considerar en el enfriamiento Doppler

La forma de realizar la caracterización y optimización de los parámetros tanto de la MOT como de la melaza óptica, dependen de varios factores como lo son: la forma de realizar la imagen de absorción, y la población relativa en cada nivel hiperfino, que puede ser afectado por la existencia de un bombeo óptico. Otro factor por considerar en la caracterización de las etapas de enfriamiento, en donde la temperatura de la nube está por encima de 500 μ K, es el tiempo de vuelo antes de adquirir las imágenes de absorción. Este último punto se detalla en el apéndice B.2.

En la sección 5.3.1, se tienen que ajustar los parámetros de frecuencia y potencia de forma que podamos obtener una buena estimación del número de átomos en la nube. Modificar la frecuencia de los haces de imagen para cada una de las frecuencias, $|2^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F = 3/2\rangle$ y $|2^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F = 5/2\rangle$, nos permite obtener una medida de la población de cada nivel hiperfino.

enfriamiento o de rebombeo. Debido a la no linealidad de la eficiencia de los AOM en configuración de doble paso y a la amplificación del TA no se puede estimar la potencia de los haces. Además, debido al comportamiento de amplificación de los TA's al momento de volver a ser inyectados, la potencia final en este proceso no puede ser medida de manera precisa colocando los valores fijos en el tiempo y midiendo con un medidor de potencia.

6.3.1. Espectroscopia del nivel $^2S_{1/2}$

Durante las etapas de enfriamiento en la MOT y durante la melaza óptica las poblaciones relativas de los estados $^2S_{1/2}$ $F = 1/2$ y $F = 3/2$, determinan la dinámica de los ciclos de enfriamiento, por esta razón resulta relevante realizar las mediciones de las poblaciones relativas después de cada etapa. En las Figuras 6.9 y 6.10 se muestra el número de átomos como función de la frecuencia de imagen, correspondiendo a las transiciones $|^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle \rightarrow |^2P_{3/2}, F = 5/2\rangle$ y $|^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |^2P_{3/2}, F = 3/2\rangle$ respectivamente.

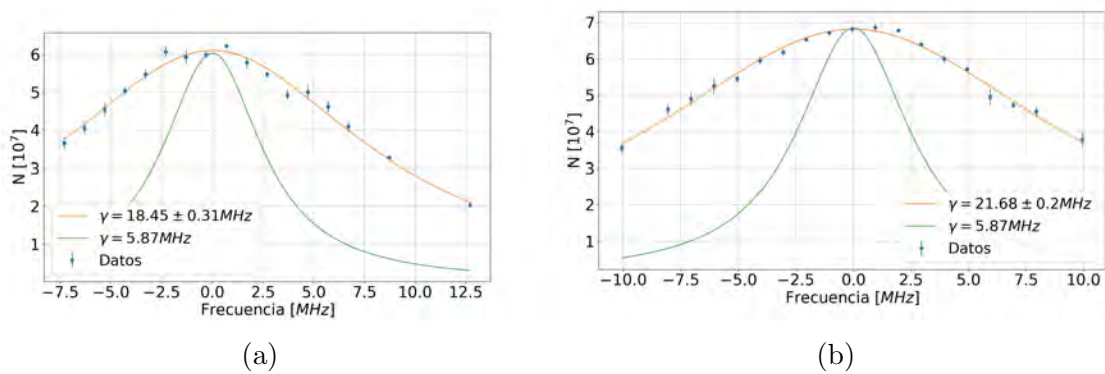


Figura 6.9: Espectroscopia del nivel $^2S_{1/2}$ a) $F = 3/2$ y b) $F = 1/2$, utilizando los átomos de la MOT.

Como se mostró en la sección 5.3.1, la respuesta del número de átomos medidos como función de la frecuencia de imagen corresponde a una distribución lorentziana. A modo de comparación, en las Figuras 6.9 y 6.10 se muestra en líneas continuas las curvas asociadas al ancho natural de la transición.

Como podemos apreciar en la Figura 6.9, los anchos de línea de los ajustes lorentzianos son del orden de 3Γ , para ambas componentes hiperfinas, y en la Figura 6.10 anchos del orden de 2Γ . Los ensanchamientos observados en las señales de espectroscopia son debidos a una combinación de ensanchamiento Doppler, ensanchamiento por intensidad, ver 5.3.1, y posibles efectos de fluctuaciones en el anclado del láser. No se realizaron las medidas suficientes para discriminar cual de estos efectos contribuye más al ancho de línea observado debido principalmente a que el ancho de línea únicamente nos sirve para poder realizar un conteo realista del número de átomos contenidos en las diferentes etapas de enfriamiento.

Las poblaciones de los estados $F = 3/2$ y $F = 1/2$ son aproximadamente iguales, en la MOT se tiene una mezcla 50 : 50 de átomos en el estado $F = 3/2$ y en el estado

$F = 1/2$. Mientras que, en la etapa de enfriamiento por melaza, se tiene una mezcla 60 : 40 de átomos en el estado $F = 3/2$ y en el estado $F = 1/2$.

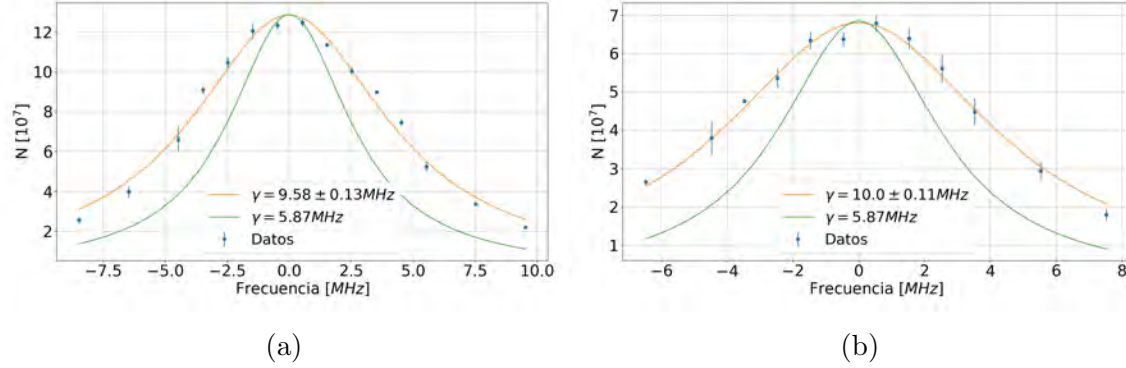


Figura 6.10: Espectroscopia del nivel $2S_{1/2}$ a) $F = 3/2$ y b) $F = 1/2$, después del proceso de melaza óptica.

6.3.2. Bombeo óptico

Una manera de modificar la población relativa de los estados $F = 3/2$ y $F = 1/2$ es utilizando la técnica de bombeo óptico. Esta técnica consiste en transferir átomos de un estado a otro. En nuestro caso, el bombeo se logra apagando una frecuencia de luz de la melaza óptica antes que la otra.

Como vimos anteriormente, la frecuencia de rebombeo nos permite mantener los átomos en el ciclo de enfriamiento, transfiriendo átomos del estado $2^2S_{1/2}$ $F = 1/2$ al estado $2^2S_{1/2}$ $F = 3/2$ de forma efectiva. Por esta razón, apagando el haz de rebombeo antes que el haz de enfriamiento, como se muestra en la Figura 6.11, los átomos se acumulan en el estado $F = 1/2$. Por otro lado, si apagamos el haz de rebombeo después del haz de enfriamiento, obtenemos el efecto contrario, los átomos en el estado $F = 1/2$ serán transferidos al estado $F = 3/2$ aumentando la población del estado $F = 3/2$.

Utilizando el bombeo óptico se logró transferir 75% de la población al estado $F = 1/2$ utilizando un tiempo de bombeo de $50\mu s$, apagando primero el haz de rebombeo. Inversamente, se logró transferir 65% de la población al estado $F = 3/2$ si apagamos el haz de rebombeo $25\mu s$ después del haz de enfriamiento.

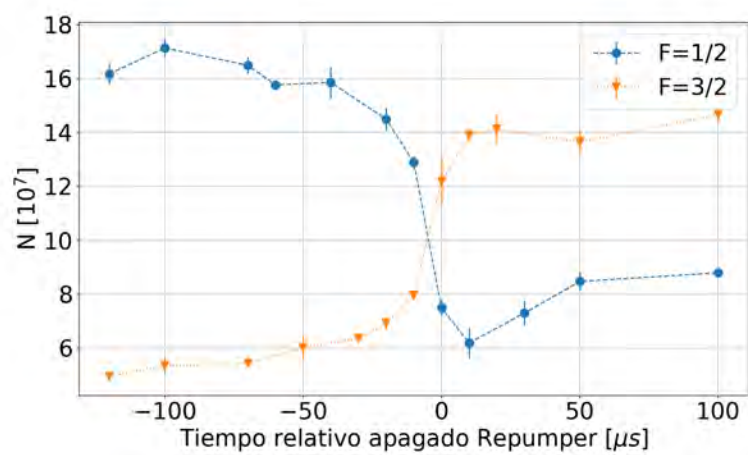


Figura 6.11: Poblaciones de los estados $F = 1/2$ (●) y $F = 3/2$ (▲) como función del tiempo de apagado de la luz de bombeo.

Capítulo 7

Implementación y optimización del enfriamiento sub-Doppler por melaza gris

En esta sección se presenta la realización experimental y optimización del enfriamiento sub-Doppler utilizando la melaza gris en la transición D1 del ${}^6\text{Li}$. En esta etapa, se logró alcanzar aproximadamente 1×10^8 átomos a una temperatura de $50\mu\text{K}$, correspondiendo a una densidad de espacio fase de 2×10^{-6} .

7.1. Implementación y optimización de la melaza gris

En la sección 3.4, se describió el principio detrás de la melaza gris como método de enfriamiento por debajo de la temperatura Doppler. Los parámetros que se deben de tomar en cuenta son las desintonías de ambas frecuencias de luz que se emplearán. Éstas frecuencias corresponden a las transiciones $|2^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{1/2}, F = 3/2\rangle$ que llamaremos como *rebombéo*, y $|2^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{1/2}, F = 3/2\rangle$, que llamaremos como *enfriamiento*. Los nombres que se utilizan para estas frecuencias hacen alusión a la técnica de melaza óptica, no se les otorga ese nombre por el papel que juegan en la melaza gris.

Las siguientes caracterizaciones del enfriamiento sub-Doppler se realizaron después de realizar el enfriamiento Doppler, es decir partiendo de una nube atómica de 1×10^8

a una temperatura máxima de $700\mu K$.

La primera medición que se realizó para caracterizar la melaza gris fue fijando el valor de la desintonía del haz de enfriamiento en $\delta_1 = +5.7\Gamma$, y la intensidad del haz de rebombeo en 5%. Posteriormente, se midió el número de átomos y su temperatura mientras se fue variando la desintonía del haz de rebombeo, los resultados de esta medición se presentan en la Figura 7.1. El comportamiento que siguen el número de átomos y de la temperatura como función del parámetro $\delta = \delta_1 - \delta_2$, se conoce como resonancia de Fano asimétrica. La forma de esta resonancia es la marca principal del funcionamiento de la melaza gris[71].

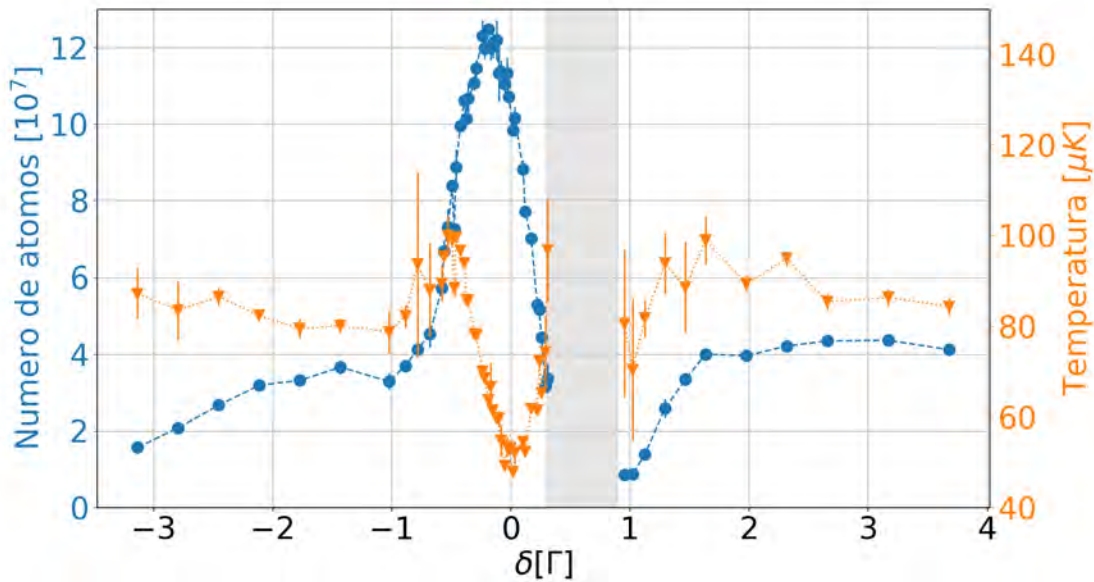


Figura 7.1: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) como función de la diferencia en desintonías del haz de enfriamiento y de rebombeo.

En la Figura 7.1 podemos observar 2 regiones en donde el comportamiento es significativamente diferente: cuando $|\delta| > \frac{3}{2}\Gamma$ y $|\delta| < \frac{3}{2}\Gamma$.

En la región $|\delta| > \frac{3}{2}\Gamma$, se observa que tanto el número de átomos como la temperatura de la nube son constantes en 4×10^7 y $80\mu K$ respectivamente. En esta región el mecanismo de VSCTP no funciona de manera eficiente. En esta región, el mecanismo de enfriamiento es el efecto Sísifo[71]. La disminución del número de átomos en la región $\delta < \frac{3}{2}\Gamma$ es debido a la eficiencia del AOM de rebombeo en esa región. La intensidad del haz de rebombeo se ve reducido y por lo tanto el mecanismo de

enfriamiento no es capaz de enfriar a toda la muestra.

En la región $|\delta| < \frac{3}{2}\Gamma$, de forma análoga a los trabajos [71, 73], se observa el máximo número de átomos enfriados para el valor de $\delta \approx -0.25\Gamma$, logrando alcanzar 1.2×10^8 átomos a una temperatura de $70\mu K$, esto corresponde a una eficiencia de enfriamiento de más del 90 % de la muestra. Además, se obtuvo el mínimo valor de la temperatura cuando $\delta = 0$, en lo que se conoce como condición Raman, en donde se obtuvo 1×10^8 átomos a una temperatura de $50\mu K$, logrando una eficiencia de enfriamiento del 75 % de la muestra. Sin embargo, la temperatura más baja que se logró medir después de aplicar la melaza gris fue de $38\mu K$, consistente con resultados previamente realizados [71, 73, 82].

Un fenómeno que resalta de la Figura 7.1, es el que ocurre en la región $0.4\Gamma < \delta < 0.8\Gamma$, en donde no existen medidas experimentales. Observando la tendencia del comportamiento del número de átomos y la temperatura, en esta región la temperatura aumenta y el número de átomos disminuye. En efecto, en [73] se deduce este comportamiento a partir del hamiltoniano que describe la melaza gris en ${}^6\text{Li}$. Este efecto es debido a la inversión de los niveles de energía de los estados brillante y oscuros. El mecanismo de VSTP, presente en la melaza gris, transfiere los átomos del estado brillante al estado oscuro. Si la energía del estado oscuro es mayor que la energía del estado brillante entonces este mecanismo calienta a la nube de átomos. Al tener una muestra más caliente, después de un tiempo de vuelo fijo la nube de átomos se vuelve lo suficientemente poco densa para poder ser observada utilizando la imagen de absorción, por esta razón las barras de error cerca de esta región son cada vez mayores.

La segunda caracterización que se realizó fue modificando la desintonía de los haces de enfriamiento y rebombeo manteniendo la condición Raman, $\delta = 0$.

En la Figura 7.2 se muestran los resultados de esta caracterización, en donde podemos observar que tanto el número de átomos como la temperatura final de la nube de átomos se mantiene constante en la región $4.5 - 6.25\Gamma$, reproduciendo parcialmente los resultados observados en [71], en donde muestran que la eficiencia de la melaza gris permanece constante en la región de 4 a 8Γ . No fue posible realizar todo el intervalo explorado en [71], de $0 - 10\Gamma$ debido a la eficiencia de los AOM's de enfriamiento y rebombeo. Para valores de desintonía fuera del intervalo $4.5 - 6.25\Gamma$, la eficiencia de los dobles pasos disminuye significativamente en comparación con las eficiencias obtenidas en la región $4.5 - 6.25\Gamma$.

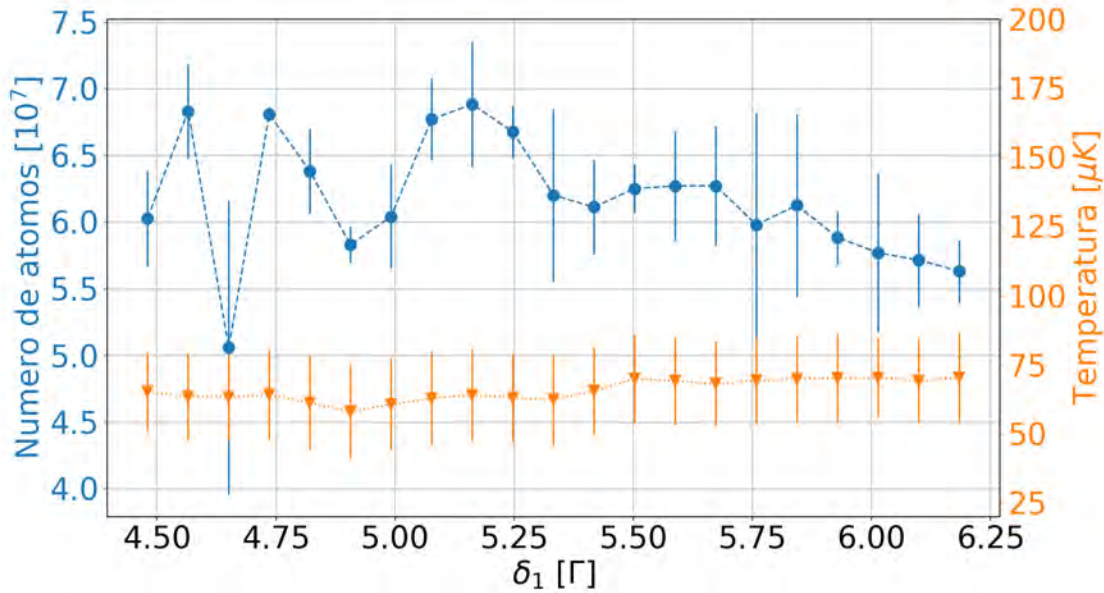


Figura 7.2: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) como función de la desintonías de los haces de enfriamiento y de rebombeo manteniendo siempre la condición Raman.

Otro parámetro de gran importancia es el tiempo de duración de la melaza óptica. En la Figura 7.3 podemos apreciar que la eficiencia de la melaza gris se vuelve constante después de una duración de $400\mu\text{s}$. El proceso de enfriamiento sub-Doppler nos permite alcanzar densidades de espacio fase mucho mayores que las que se alcanzan utilizando únicamente las técnicas Doppler. Después de aplicar la melaza gris obtenemos una densidad de espacio fase del orden de 2×10^{-6} , siendo 30 veces mayor que después que después del enfriamiento Doppler.

Para mostrar la robustez de la melaza gris como técnica de enfriamiento sub-Doppler se comparó la fracción de átomos enfriados aplicando la melaza gris después de aplicar la melaza óptica *brillante* con la transición D2 y directamente después de la fase de MOT, los resultados se muestran en la Tabla 7.1. Las temperaturas alcanzadas después de aplicar la melaza gris en ambas configuraciones son iguales dentro del intervalo de error sin importar la temperatura inicial de la nube. Sin embargo, la fracción de átomos enfriados disminuye en un factor de 10 si se aplica la melaza gris en una nube a 7mK respecto a una nube a $700\mu\text{K}$.

A diferencia del enfriamiento Doppler, en enfriamiento sub-Doppler utilizando la melaza gris propicia un desbalance en la población de los estados hiperfinos, esto

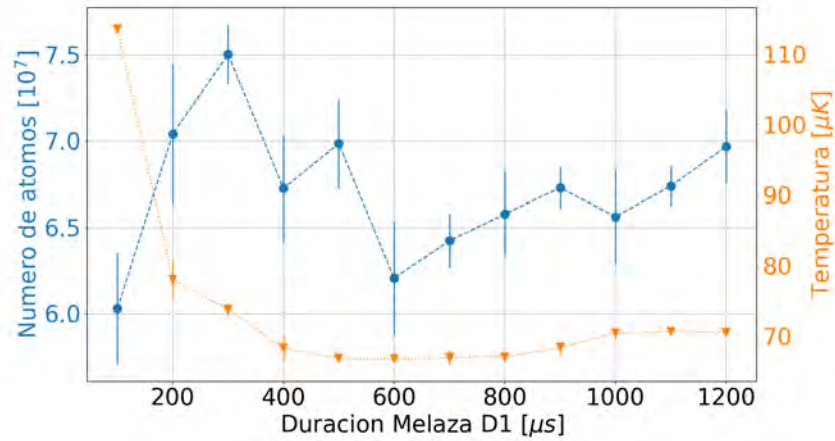


Figura 7.3: Caracterización del número de átomos (●) y temperatura (▲) como función del tiempo de duración de la melaza gris.

Condición inicial	$T_{inicial}$	$\delta[\Gamma]$	N/N_0	$T[\mu K]$
MOT	$5000 \pm 1000 \mu K$	0	15 %	55 ± 10
Melaza óptica con D2	$700 \pm 100 \mu K$	0	75 %	50 ± 2
MOT	$5000 \pm 1000 \mu K$	-0.18	13 %	85 ± 10
Melaza óptica con D2	$700 \pm 100 \mu K$	-0.18	90 %	75 ± 2

Tabla 7.1: Comparación de la eficiencia de la melaza gris con la transición D1 para diferentes condiciones iniciales.

es causado por el desbalance de potencias utilizadas en el proceso de la melaza. El cociente de potencias $I_{rep}/I_{cool} < 1$, fomenta la transferencia de los átomos al estado $F = 1/2$. Esto se puede ver en la Figura 7.4, donde se realiza la espectroscopia del nivel $2^2S_{1/2}$, y se observa que la población en el estado $F = 1/2$ corresponde al doble de la población en el estado $F = 3/2$. En efecto, realizando la misma medida que la Figura 6.11 después de aplicar la melaza gris obtenemos los datos de la Figura 7.5.

Como podemos apreciar en la Figura 7.5 el proceso de bombeo óptico deja de ser simétrico, como es el caso después de aplicar las técnicas de enfriamiento Doppler. Después de un tiempo de bombeo óptico de $50 \mu s$ se logra transferir hasta el 85 % de los átomos al estado $F = 1/2$. Al contrario, después de $50 \mu s$ de bombeo al estado $F = 3/2$ solamente se logra transferir 45 % de los átomos.

El proceso de bombeo óptico favorece la transferencia de átomos al estado $F = 1/2$, lo cuál es oportuno debido a que éstos son los estados que nos interesan para la siguiente etapa de enfriamiento evaporativo. La resonancia de Feshbach entre

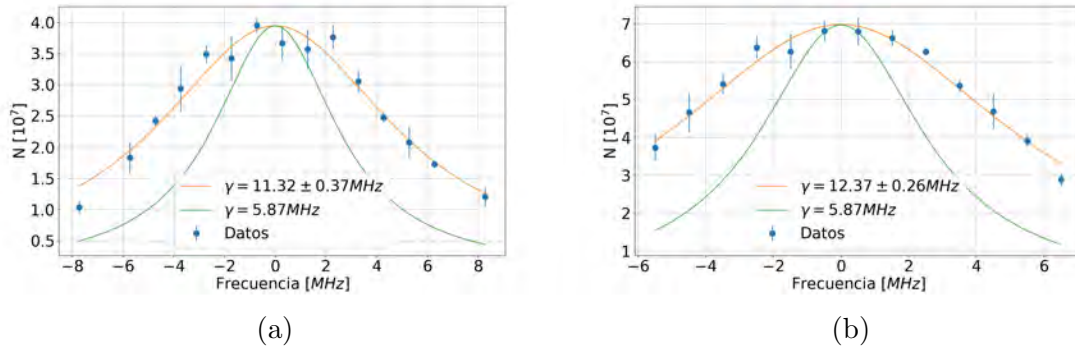


Figura 7.4: Espectroscopia del nivel $^2S_{1/2}$ a) $F = 3/2$ y b) $F = 1/2$, después del proceso de melaza gris.

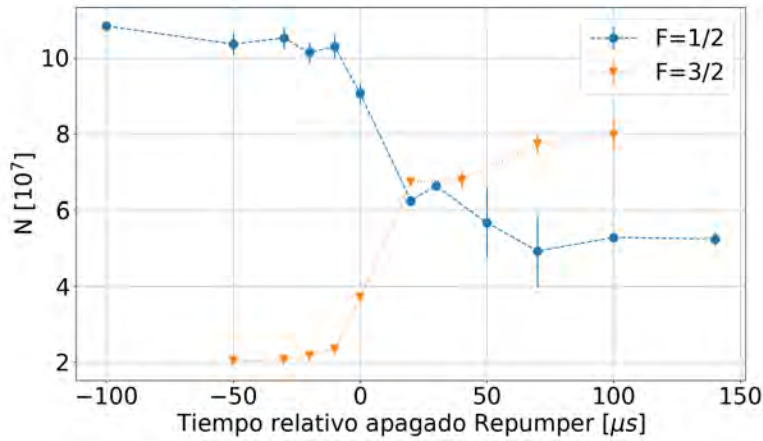


Figura 7.5: Poblaciones de los estados $F = 1/2$ (●) y $F = 3/2$ (▲) como función del tiempo de apagado de la luz de rebombeo en la melaza gris.

los estados $|1\rangle = |F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$ y $|2\rangle = |F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ es la que se aprovechará durante el enfriamiento evaporativo.

Los valores finales de los diferentes parámetros de la melaza gris utilizando la transición D1 se muestran en la Tabla 7.2.

7.2. Secuencia temporal del experimento

En la Figura 7.6, se muestra de manera esquemática la secuencia temporal necesaria para la producción de una nube de ^6Li a una temperatura de $50\mu\text{K}$, las escalas que se manejan en esta secuencia cubren hasta 7 órdenes de magnitud, desde $5\mu\text{s}$

Parámetro / Símbolo	Valor óptimo
δ_{cool}	$+5.3\Gamma$
δ_{rep}	$+5.3\Gamma$
I_{cool}	100 %
I_{rep}	10 %
Duración de la melaza	$750\mu s$

Tabla 7.2: Parámetros finales que optimizan el proceso melaza gris utilizando la transición D1.

hasta 10s.

El tiempo de carga de la MOT es el proceso más tardado del experimento, dura entre 5 y 15 segundos, el tiempo de carga final de la MOT dependerá de la eficiencia de la primera etapa de enfriamiento en el desacelerador Zeeman. Una vez cargada la MOT con un número suficiente de átomos, se debe apagar el campo magnético del desacelerador Zeeman y bloquear con un obturador la luz del desacelerador Zeeman. Posteriormente, se realiza la melaza óptica utilizando la transición D2. Después, se realiza la melaza gris utilizando la transición D1 para obtener temperaturas por debajo del límite Doppler, ver sección 3.4. Finalmente, para caracterizar la muestra obtenida, es decir medir el número de átomos y la temperatura de la nube, se deja expandir la nube con un tiempo de vuelo de 1 – 14ms y se adquieren las tres imágenes asociadas a la imagen por absorción, ver sección 5.3.

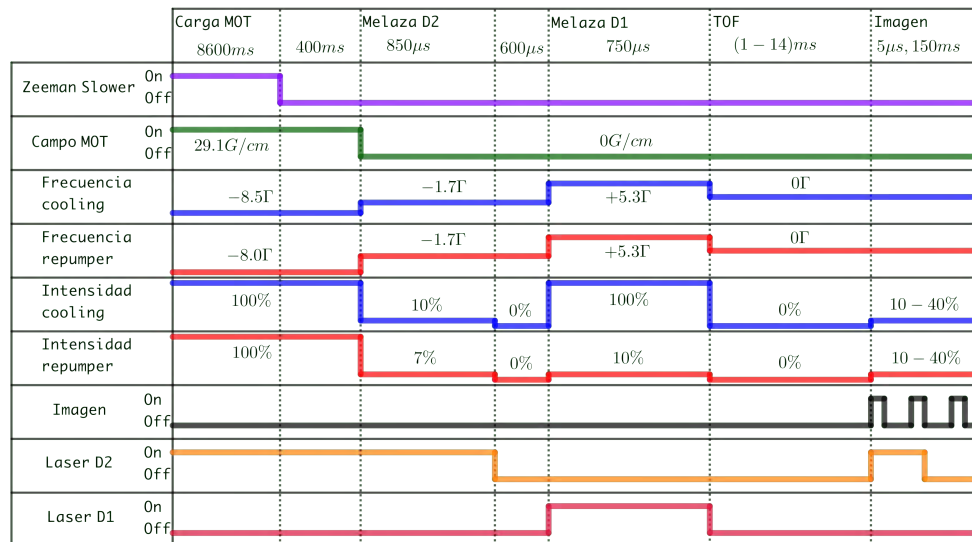


Figura 7.6: Secuencia temporal para obtener una muestra de ${}^6\text{Li}$ a $50\mu\text{K}$.

Capítulo 8

Conclusiones y Perspectivas

Conclusiones

En este trabajo se describieron las técnicas experimentales capaces de enfriar un gas atómico de ${}^6\text{Li}$ a temperaturas por debajo de $50\mu\text{K}$, con la finalidad de producir un gas degenerado con estadística fermiónica.

Como parte de las técnicas exploradas en esta tesis, se encuentran el enfriamiento Doppler: aplicando la trampa magneto-óptica y la melaza óptica obteniendo al final de esta etapa $2 \cdot 10^8$ átomos a $500\mu\text{K}$. Y el enfriamiento sub-Doppler por melaza gris que nos permite obtener 10^8 átomos a una temperatura de $38\mu\text{K}$, aumentando la densidad de espacio fase en un factor de 30 a $1.2 \cdot 10^{-6}$. El aumento en la densidad de espacio fase es importante para obtener una mejor transferencia de átomos a la trampa óptica dipolar para la implementación de la última etapa de enfriamiento.

Se discutió la implementación de la melaza gris como mecanismo de enfriamiento sub-Doppler. Esta técnica ha sido utilizada previamente en experimentos de litio ofreciendo una ventaja sobre otras técnicas para el enfriamiento sub-Doppler, como es la melaza ultravioleta[83, 84]. En [84], se llevó a cabo una comparación entre ambas técnicas de enfriamiento sub-Doppler y muestran que ambas tienen ventajas y desventajas. La longitud de onda de la transición D1 del litio es similar a la transición D2, utilizada en el enfriamiento Doppler, además de ser una frecuencia en el espectro visible y por lo tanto es fácil de producir en contraste con el régimen ultravioleta, 323nm . Sin embargo, los gases degenerados producidos con la técnica de la melaza ultravioleta contienen hasta diez veces más átomos en el gas degenerado que utilizando la melaza gris. En [84] se observa que la densidad de espacio fase después de la melaza

ultravioleta es 7 veces mayor que la observada utilizando la melaza gris, esto debido a que la melaza ultravioleta se puede llevar a cabo en presencia del campo de MOT aumentando la densidad de la nube, y por ende una mejor transferencia de átomos a la trampa óptica.

Se discutió el proceso de optimización de los parámetros de captura y enfriamiento en las diferentes etapas de enfriamiento. Se optimizó el número de átomos desacelerados por el desacelerador Zeeman y el número de átomos confinados en la trampa magneto-óptica. Se optimizaron los parámetros de las melazas ópticas para a obtener el mayor número de átomos a temperaturas cada vez más bajas.

Se mostró experimentalmente que la técnica de melaza óptica con la transición D2, al contrario de las demás especies alcalinas, no logra enfriar por debajo de la temperatura Doppler. Es decir, que el efecto Sísifo no se manifiesta utilizando la transición D2 debido a que la estructura hiperfina del nivel $2^2P_{3/2}$ no se puede resolver. Sin embargo, el efecto Sísifo sí se manifiesta utilizando la transición D1, que en conjunto con el VSCPT se logran alcanzar temperaturas hasta $38\mu K$. Se logró observar el perfil de Fano asimétrico característico del enfriamiento por melaza gris, mostrando la sensibilidad del método a las frecuencias de las transiciones excitadas.

Perspectivas y trabajo en desarrollo

Con estos resultados nos encontramos en un excelente punto de partida para la implementación de la siguiente etapa de enfriamiento que nos permitirá observar la degeneración cuántica. En efecto, el día 24 de octubre de 2018 se logró observar el primer gas degenerado. Las técnicas e implementación de éstas, en las etapas de enfriamiento posteriores al enfriamiento sub-Doppler, no se presentan en este trabajo por cuestiones de tiempo. Sin embargo, debido a la gran importancia de estos resultados se dedicó esta sección para dar una breve descripción del proceso de producción de un condensado de Bose-Einstein molecular.

Para alcanzar el régimen degenerado y observar los fenómenos de superfluidez se necesita aumentar la densidad de espacio fase de $1.2 \cdot 10^{-6}$, después del enfriamiento sub-Doppler, en un factor de 10^6 . Para lograr esto se implementa el enfriamiento evaporativo[85]. Para realizar el enfriamiento evaporativo de manera eficiente, es importante tomar en cuenta el número inicial de átomos confinados, así como su

temperatura.

Transferencia a una trampa óptica de dipolo. La siguiente etapa de enfriamiento para la obtención del gas degenerado consiste en transferir los átomos de la MOT a una trampa óptica de dipolo (ODT). La transferencia de los átomos a la ODT consiste en enfocar un haz láser en el centro de la nube atómica, en donde la frecuencia de dicho haz se encuentra muy desintonizada de cualquier transición atómica de la especie que se quiere atrapar, ver Figura 8.1. Así los átomos sentirán un fuerza conservativa, conocida como fuerza de dipolo, descrita por el potencial[42, 86]:

$$U_{dip}(\vec{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) I(\vec{r}), \quad (8.1)$$

donde $I(\vec{r})$ es el perfil de intensidad de haz cuya longitud de onda está dada por $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, $\Delta = \omega - \omega_0$ es la desintonía del haz, ω_0 es la frecuencia de resonancia de los átomos y Γ el ancho de línea de esa transición. El perfil de intensidad de un haz gaussiano enfocado está dado por[87]:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (8.2)$$

donde $w(z)$ es la cintura del haz como función de la componente a lo largo de su propagación, dada por:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (8.3)$$

con w_0 la cintura del haz en el foco y $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ la longitud de Rayleigh.

Si la desintonía del haz es hacia rojo, es decir $\Delta < 0$, entonces el mínimo del potencial U_{dip} corresponde con el máximo de intensidad del haz, es decir en donde se enfoca el haz. Además, la tasa de dispersión descrita por[86]: $\hbar\gamma_{scat} = \frac{\Gamma}{\Delta} U_{dip} \propto \Delta^{-2}$, puede ser ignorado ya que se satisface que $|\Delta| \gg 1$ y $\gamma_{scat} \ll 1$. Cerca del mínimo de potencial descrito por (8.1) y (8.2), el potencial puede ser aproximado por un potencial armónico de la forma:

$$U \approx \frac{1}{2} m(\omega_r^2 r^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (8.4)$$

donde $\omega_r = \frac{4U_0}{mw_0^2}$ y $\omega_z = \frac{2U_0}{mz_R^2}$ son las frecuencias y $U_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$ la profundidad de la

trampa.

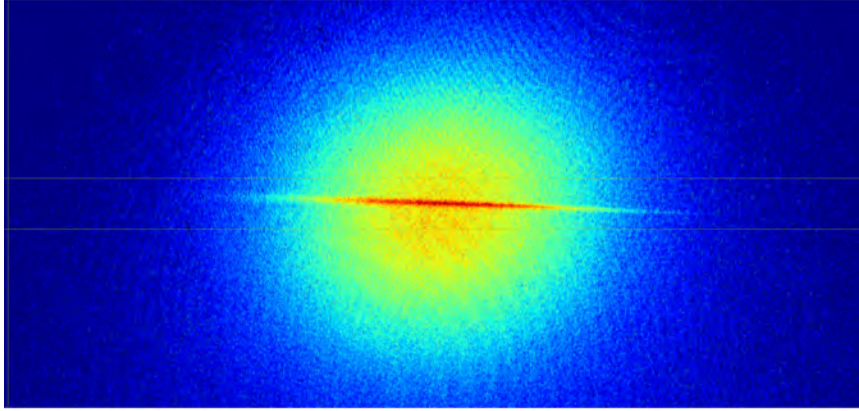


Figura 8.1: Transferencia de los átomos a la ODT.

En el experimento se utiliza un láser de fibra dopada con iterbio modelo YLR-200-LP-WC, de la marca IPG Photonics, emitiendo en $1070nm$. Para realizar la carga inicial de átomos en la ODT se utiliza un haz enfocando cuya cintura en el foco es de $45(50)\mu m$ en la dirección horizontal(vertical) a una potencia de $140W$, obteniendo así una profundidad de trampa de $U_0/k_B \approx 1.3mK$. En esta configuración logramos transferir hasta 2×10^6 átomos a la ODT, como se puede ver en la Figura 8.1.

Enfriamiento evaporativo. El principio detrás del enfriamiento evaporativo consiste en reducir paulatinamente la profundidad de la ODT de forma que los átomos más energéticos, y por lo tanto más “calientes”, se salgan de la trampa. De esta forma, los átomos que permanecen en la ODT alcanzan el equilibrio térmico a una temperatura menor, este proceso se conoce como retermalización. En esta etapa de enfriamiento la cantidad de interés es la tasa de colisiones elásticas, ya que esta cantidad fija el tiempo característico del proceso de retermalización, dada por $\gamma_{el} = n\sigma_{el}\langle v \rangle$, donde n la densidad de la nube, σ_{el} la sección de choque elástica y $\langle v \rangle$ la velocidad promedio de los átomos. Para que el proceso de enfriamiento evaporativo sea eficiente γ_{el} no debe disminuir a lo largo de la evaporación, esto es lo mismo a decir que la temperatura de la nube debe de disminuir de forma más rápida que la tasa de pérdida de átomos. Manteniendo esta condición es posible aumentar la densidad de espacio fase conforme avanza el proceso evaporativo. Para evitar que γ_{el} disminuya al mismo tiempo que el número de átomos y $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$ disminuyen, se mantienen a los átomos en el régimen de alta interacción, de esta manera σ_{el} es suficientemente grande para compensar las pérdidas del número de átomos y de $\langle v \rangle$.

La resonancia de Feshbach nos permite alcanzar este régimen utilizando un campo magnético externo. Por esta razón, el proceso de enfriamiento evaporativo se realiza en presencia de un campo magnético de $834G$, es decir en el centro de la resonancia de Feshbach entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$, donde la sección de dispersión alcanza su máximo, ver ecuación (2.20). El campo magnético de Feshbach, ver sección 4.1, posee una ligera curvatura magnética en la región donde se encuentran los átomos. De forma análoga al potencial producido por la ODT, el campo de Feshbach se puede aproximar en el centro por un potencial armónico donde la frecuencia del oscilador está dado por $\omega_z = \sqrt{\frac{\mu B_z''}{m}}$, donde μ es el momento magnético de los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ y B_z'' es la curvatura del campo de Feshbach y z es la dirección de propagación de la ODT. Esto es importante debido a que el potencial producido por la ODT no es suficiente para confinar a los átomos, a lo largo de la dirección de propagación de la ODT, una vez que se disminuya la potencia del láser de la ODT. Conforme se lleve a cabo la evaporación, el confinamiento a lo largo de la dirección de propagación de la ODT será debido al campo de Feshbach en lugar de la ODT, esta configuración se conoce como trampa híbrida. Este efecto se puede notar en la Figura 8.2 donde es claro que el centro de la nube se desplaza debido a que el centro del campo de Feshbach no está alineada con el mínimo de potencial de ODT¹.

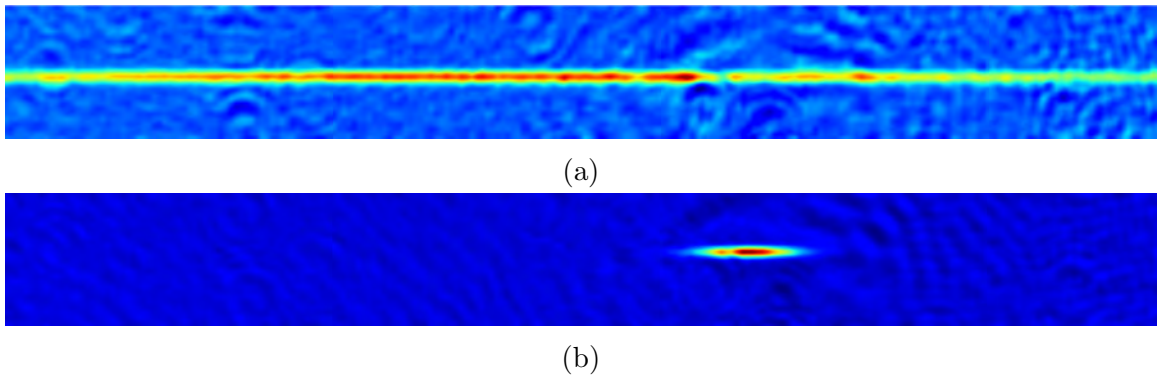


Figura 8.2: Átomos en la ODT a $834G$ después de a) $100ms$ y b) $5900ms$ de tiempo de evaporación

El proceso evaporación se llevó a cabo utilizando tres rampas de evaporación de forma exponencial. En las primeras dos rampas de evaporación, se fue disminuyendo la potencia de salida del láser IPG de 140 a $20W$ y de 20 a $2W$, en $400ms$ y $1500ms$ respectivamente. Finalmente, la última rampa de evaporación se realizó utilizando

¹Sin embargo el mínimo de potencial de la ODT se debe de alinear con el centro de la bobinas de Feshbach, este proceso se realizará próximamente.

la eficiencia de un AOM desde $\eta = 97\%$ hasta $\eta < 10\%$, o equivalentemente hasta potencias finales menores a $200mW$ en $4000ms$. En la Figura 8.2, se muestra la nube atómica al inicio y al final del proceso de evaporación.

Observación del condensado de Bose-Einstein molecular. Al final del proceso de evaporación, la nube atómica se encuentra en el régimen de alta interacción. Para observar la formación de un condensado de Bose-Einstein molecular es necesario colocar al sistema en el lado correcto de la resonancia de Feshbach, ver Figura 2.5. En el régimen BEC, es posible observar la formación de moléculas de Feshbach formadas por estados ligados entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$. Para realizar la transición al lado BEC de la resonancia, se realizó una rampa lineal en el campo magnético, cuya duración es de $300ms$ para considerar el cambio de manera adiabática, a $691G$.

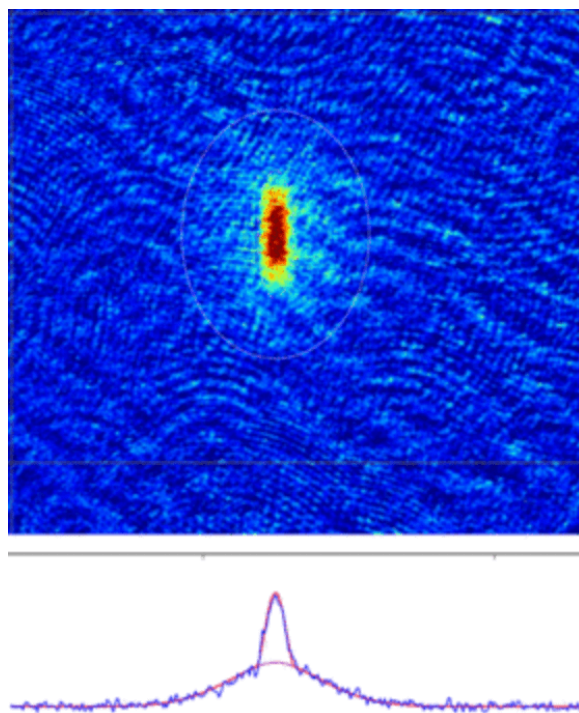


Figura 8.3: Imagen del condensado de Bose-Einstein molecular. En esta imagen se muestra una nube que contiene 6×10^4 moléculas de Feshbach a una temperatura de $20nK$.

Una indicación de la formación de un BEC es el perfil de densidad. En el capítulo 2, se estudió la distribución de densidad de un gas clásico y cuántico confinados en una trampa armónica. La distribución de densidad de un gas clásico es gaussiana,

dada por la ecuación (2.18), mientras que en un BEC la distribución es una parábola invertida, dada por la ecuación (2.23). A lo largo de la transición de fase entre un gas térmico y un BEC es posible observar ambos comportamientos. En efecto en la Figura 8.3 podemos ver el perfil de densidad de la nube de la Figura 8.2.b después de $20ms$ de tiempo de expansión. En la parte inferior de la Figura 8.3 se muestra el perfil de densidad integrada a lo largo de la dirección vertical, y está compuesto por una componente gaussiana, correspondiente a la fase térmica, y un pico en el centro de la nube descrito por una parábola invertida, correspondiendo a la fase BEC.

En la Figura 8.4, se muestra la transición entre un gas térmico a un BEC casi puro, sin una componente térmica discernible, así como una etapa intermedia donde se puede apreciar ambas fases.

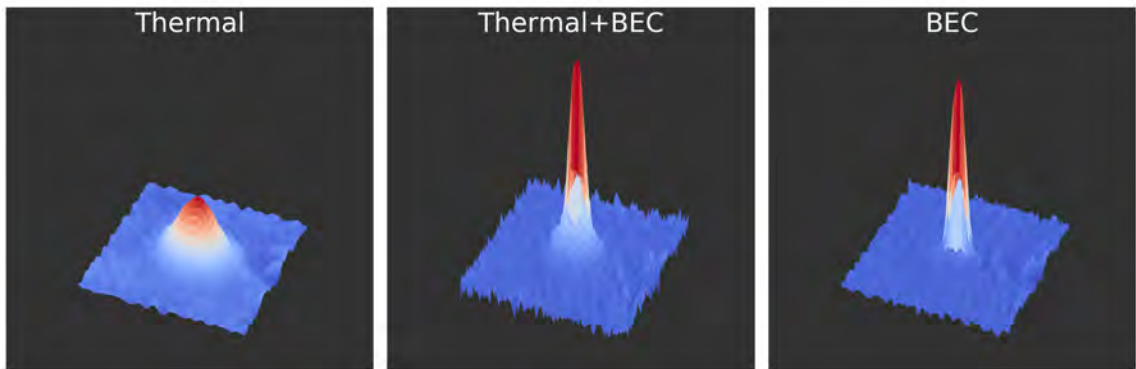


Figura 8.4: Transición de un gas térmico a un condensado de Bose-Einstein molecular. Imágenes adquiridas en el LMU.

La observación del primer condensado de Bose-Einstein representa un logro de gran importancia debido a que se trata del primer gas degenerado producido en México, así como el primer superfluido fermiónico en Latinoamérica. Este resultado coloca al LMU a la vanguardia en la investigación de gases ultrafríos.

Propiedades de un condensado de Bose-Einstein

Inversión de “aspect ratio”. Una de las marcas principales de un BEC es la inversión de “aspect ratio”. Al realizar una imagen de tiempo de vuelo de la nube, el espacio de momentos es mapeado al espacio de configuraciones. Por esta razón, un gas clásico expande de manera isotrópica, ya que está descrito por la distribución de Maxwell-Boltzmann. Sin embargo, en un gas cuántico la distribución de velocidades deja de ser simétrica. Entre mayor sea el confinamiento espacial mayor será la dispersión de velocidades a lo largo de esa dirección. Debido a la geometría de la trampa al final de la evaporación, ver Figura 8.2.b, el confinamiento a lo largo de la dirección vertical es mayor que el confinamiento a lo largo de la propagación de la ODT. En efecto, en la Figura 8.5, se puede observar la expansión asimétrica de un BEC.

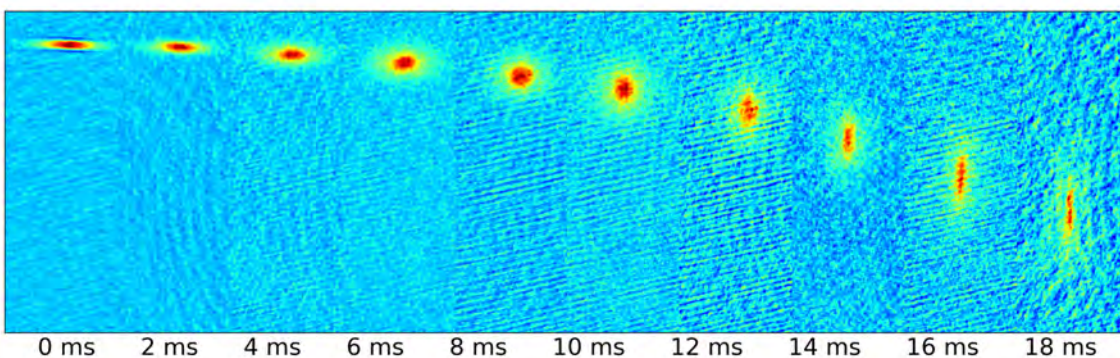


Figura 8.5: Expansión de un condensado de Bose-Einstein. Imágenes adquiridas en el LMU.

Fracción condensada A lo largo de la transición de fase entre un gas clásico y un gas cuántico la fracción de moléculas en el estado base varía en función de la temperatura. En el capítulo 2, se dedujo una expresión para la fracción condensada como función de la temperatura para un BEC sin interacciones, dado por la ecuación (2.13). En la Figura 8.6, se muestran los datos experimentales obtenidos de la fracción condensada como función de la temperatura, junto con la expresión (2.13). Como podemos observar, los datos experimentales se mantienen por debajo de la curva para un BEC ideal, mostrando que se trata de un BEC altamente interactuante[88]. La temperatura crítica a la cual se observa la condensación de Bose-Einstein teniendo 6×10^4 moléculas es $T_c = 37 \pm 2nK$.

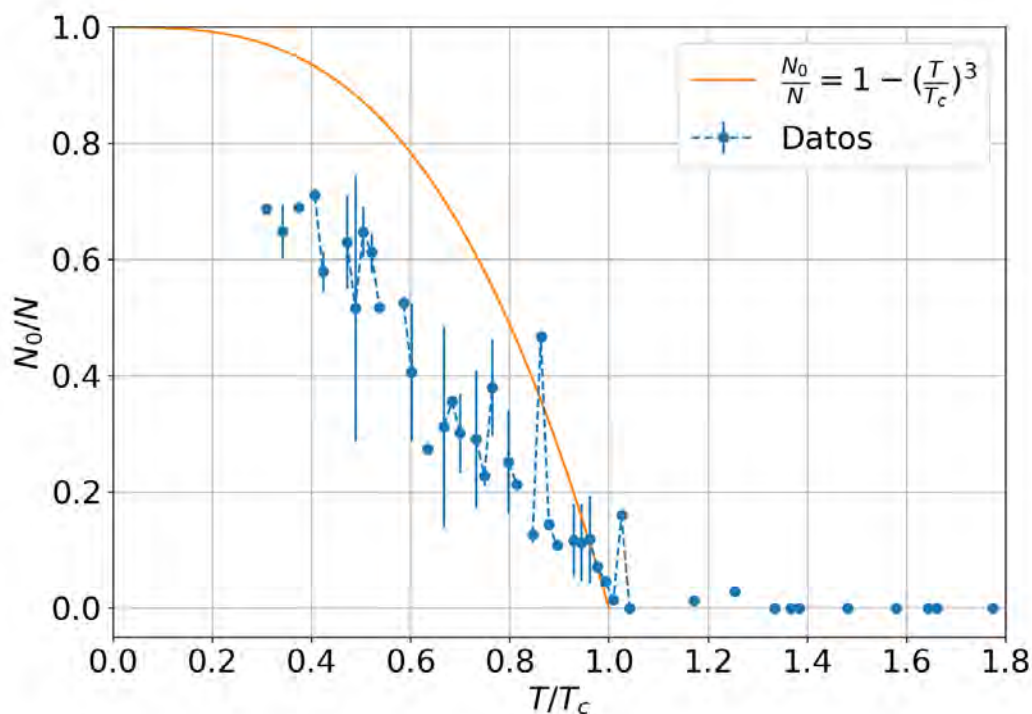


Figura 8.6: Fracción condensada como función de la temperatura.

Apéndice A

Imagen y caracterización por fluorescencia

A.1. Teoría sobre la imagen de fluorescencia

La primera técnica que se utilizó para estudiar la nube de átomos fue la imagen por fluorescencia. En la fotografía en la Figura 5.1, en el centro de la imagen se puede observar la nube de átomos confinada en la trampa magneto-óptica. Podemos ver a la nube debido a la constante emisión de fotones que forman parte del ciclo de enfriamiento que se lleva a cabo dentro de la MOT. La imagen por fluorescencia aprovecha la luz emitida por la nube, es decir la fluorescencia de la nube para obtener una imagen del perfil de emisión de la nube.

Para poder cuantificar la emisión de los átomos, necesitamos conocer el número de átomos excitados confinados en la trampa dada por (3.2). Donde $\rho_{ee} = N_e/N_{tot}$, es la proporción de átomos excitados. De esta forma, la potencia total emitida por la nube confinada esta dada por [49]:

$$P = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} N. \quad (\text{A.1})$$

Sin embargo, únicamente se tiene acceso a una parte de la emisión de los átomos, como se muestra en la figura A.1. Es por esta razón la potencia total recibida en cada

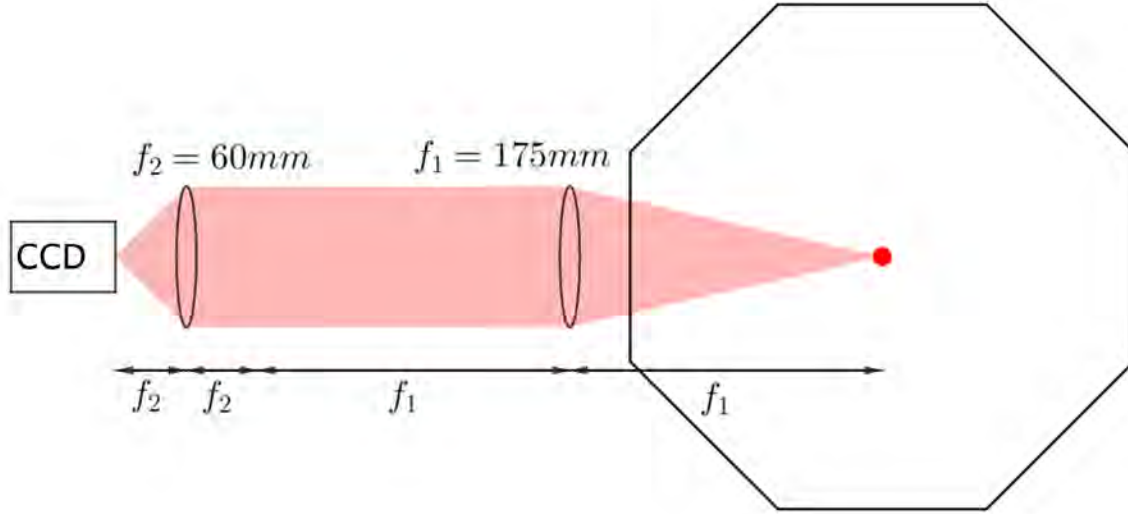


Figura A.1: Esquema óptico de la imagen de fluorescencia de los átomos.

píxel de una cámara CCD, esta dada por:

$$P_{i,j} = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\hbar\omega\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} N_{i,j}, \quad (\text{A.2})$$

donde $\Omega/4\pi$ corresponde a la fracción de ángulo sólido que cubre la primera lente que colecta la luz de la nube, y $N_{i,j}$ denota el número de átomos que emiten fotones que caen en el píxel (i, j) .

Los píxeles de la CCD no nos permiten llevar un conteo de la potencia de la luz recibida, sin embargo, sí nos permite llevar un conteo del número de fotones recibidos, por esta razón necesitamos un factor de conversión extra en la relación (A.2) para poder comparar el número de átomos con el valor del píxel. La potencia que recibe cada píxel se puede calcular tomando en cuenta el flujo de energía que llega en una ventana de tiempo t_{exp} de tiempo de exposición y en función del número de fotones, $N_{fotones}^{i,j}$, que registra cada píxel, de esta forma tenemos

$$P_{i,j} = \frac{\hbar\omega}{t_{exp}} N_{fotones}^{i,j}. \quad (\text{A.3})$$

Tomando en cuenta un último factor de conversión, a saber el número de fotones que requiere el CCD para poder generar una cuenta, $s_{i,j} = \eta N_{fotones}^{i,j}$. Juntando todo lo anterior podemos obtener una expresión para el número de cuentas recibidas debido a la emisión de $N_{i,j}$ átomos:

$$\frac{\hbar\omega}{t_{exp}} \frac{s_{i,j}}{\eta} = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\hbar\omega\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} N_{i,j}, \quad (\text{A.4})$$

de donde,

$$s_{i,j} = \eta \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\Gamma t_{exp}}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} N_{i,j}. \quad (\text{A.5})$$

O equivalentemente,

$$N_{i,j} = \frac{8\pi}{\Omega} \frac{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}{s_0} \frac{1}{\Gamma t_{exp}} \frac{s_{i,j}}{\eta}. \quad (\text{A.6})$$

De esta manera podemos obtener el número total de átomos en la nube confinada tomando la integral sobre el plano del CCD, $N = \sum_{i,j} N_{i,j}$. Finalmente obtenemos:

$$N = \frac{8\pi}{\Omega} \frac{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}{s_0} \frac{1}{\Gamma t_{exp}} \sum_{i,j} \frac{s_{i,j}}{\eta}. \quad (\text{A.7})$$

Esta técnica no será la que utilizaremos para estimar el número de átomos, ni para caracterizar la nube. Esto surge debido a la dependencia explícita del ángulo sólido en la formula para estimar el número de átomos, y de la eficiencia para la conversión del numero de fotones a número de cuentas. Al ser estas cantidades estimadas en el caso del ángulo sólido, y medida en el caso del factor η , están sujetas a errores suficientemente grandes para cambiar por algunos ordenes de magnitud la estimación del número de átomos.

A.2. Caracterización del fotodiodo de monitoreo

Para medir la potencia emitida por la nube se utilizó un fotodiodo Thorlabs DET36A/M. El fotodiodo produce un voltaje proporcional a la potencia que recibe, $V = \eta P$.

Se encontró, Figura A.2, que el factor de calibración del fotodiodo es $\eta = 2.8263 \pm 0.0004 \mu W/V$ según el ajuste lineal realizado.

Para poder monitorear la MOT se utilizó una lente de distancia focal $f = 60mm$ de $50.8 \pm 0.1mm$ de diámetro a una distancia de $153.5 \pm 0.3mm$ de la nube de tal forma que enfoca la fluorescencia de la nube atómica en un fotodiodo. En esta configuración

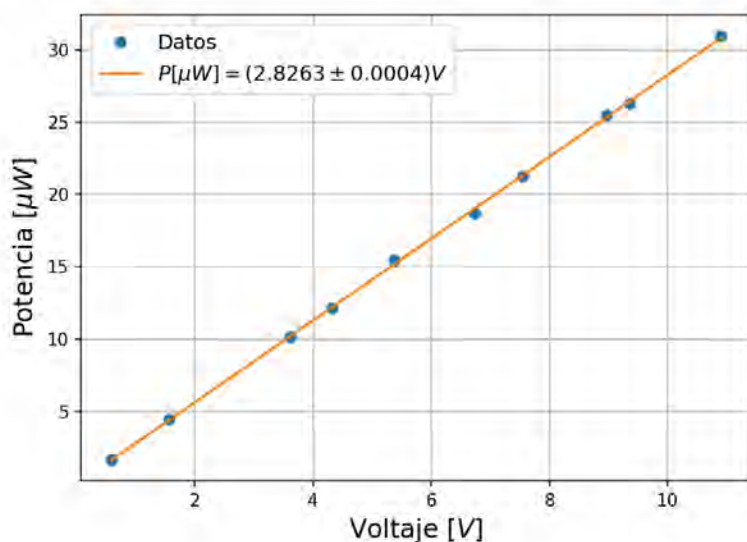


Figura A.2: Voltaje del fotodiodo en función de la potencia recibida. El ajuste lineal nos permite conocer el factor de calibración del fotodiodo.

la sección de ángulo sólido del detector es $\Omega = 8.44 \pm 2.46 \cdot 10^{-2} sr$.

A.3. Caracterización del CCD

Para realizar la imagen de fluorescencia es necesario tomar dos imágenes. La primera siendo la imagen de la fluorescencia de la nube de átomos, y a segunda corresponde a una imagen del ruido de fondo, la segunda imagen se realiza $150ms$ después de realizar la primera imagen de forma que no haya presencia de algún remanente de la nube de átomos. En la Figura A.3, se muestra la secuencia que se debe realizar para poder obtener una estimación del número de átomos y sus dimensiones.

A.3.1. Calibración de la respuesta del CCD

Para poder obtener una estimación correcta del número de átomos en la nube necesitamos poder estimar el número de fotones que llegan a cada pixel del CCD. Sin embargo, la mínima unidad del CCD son las cuentas, conocidas también como ADU's por su siglas en inglés, *Analog to Digital Unit*. Esto implica que debemos de realizar una calibración para conocer la tasa de cambio que existe entre el número de cuentas

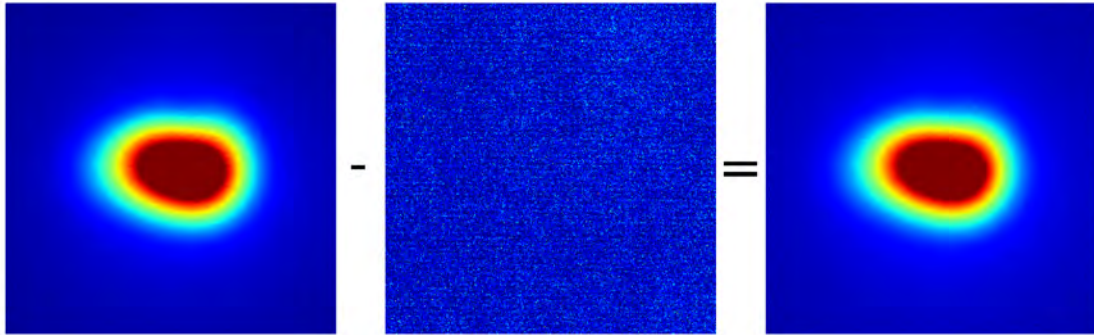


Figura A.3: Secuencia de imágenes para obtener una imagen por fluorescencia de la nube de átomos.

al número fotones recibidos.

Para realizar la calibración se ilumina la cámara CCD con un haz gaussiano cuya potencia es conocida durante un tiempo conocido, de esta manera conocemos la energía recibida en el CCD y la podemos comparar con la energía de un fotón de la misma longitud de onda. Por lo que tenemos:

$$E_{recibida}^{i,j} = P^{i,j} t_{exp} = N_{fotones}^{i,j} \hbar\omega, \quad (\text{A.8})$$

donde $P^{i,j}$ es la potencia haz gaussiano en el pixel (i, j) del CCD, t_{exp} el tiempo de exposición del haz, $\omega = 2\pi c/\lambda$ es la frecuencia angular de la luz, y donde los índices (i, j) representan las coordenadas de cada pixel del CCD. De esta manera, si consideramos el cociente $\eta = N_{cuentas}/N_{fotones}$ obtendremos la tasa de cambio entre cuentas en el CCD y el numero de fotones recibidos en la cámara.

De esta forma podemos reescribir la eficiencia η como:

$$\eta = \frac{hc}{\lambda P t_{exp}} \sum_{i,j} S_{i,j}, \quad (\text{A.9})$$

donde $S_{i,j}$ es el valor del pixel (i, j) registrado en el CCD, que toma valores entre 0 y $2^{12} - 1 = 4095$, teniendo una resolución de 12bits, y P es la potencia total del haz.

El pulso de luz que recibe el CCD se realiza utilizando un AOM, cuyo tiempo de respuesta menor a $1\mu s$. Para las siguientes pruebas se fijó el tiempo de exposición de la cámara a $150\mu s$ y se varió el tiempo del pulso de luz con el AOM entre $5\mu s$ hasta $100\mu s$, para varias potencias de $20\mu W$ hasta $60\mu W$.

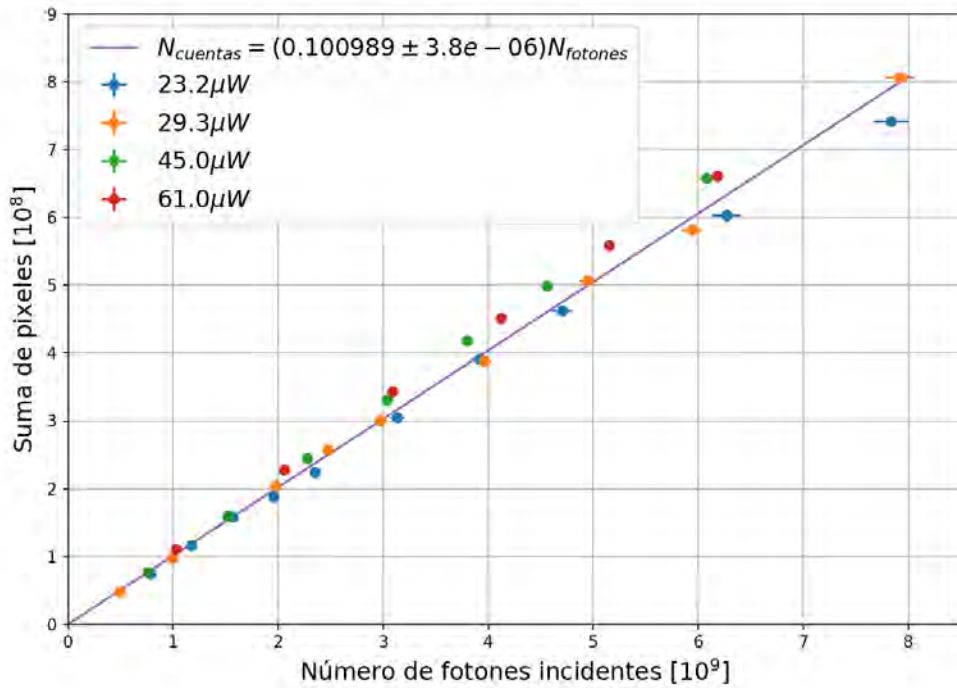


Figura A.4: Calibración de la respuesta del CCD.

Como podemos ver en la figura A.4, el número de fotones incidentes sigue una relación lineal con la suma de todos los píxeles de la imagen, como se puede ver en la relación (A.8). El factor η se determinó a partir de un ajuste lineal de todo el conjunto de datos obtenidos, $\eta = 0.100989 \pm 4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cuentas}}{\text{fotones}}$, en este caso el error reportado corresponde al error del parámetro del ajuste lineal, pero como se puede ver en la figura A.4 cuanto mayor es el número de fotones incidentes mayor es la dispersión que existe respecto al ajuste.

Cabe recalcar que el factor de conversión entre el número de cuentas y el número de fotones **NO** corresponde a la eficiencia cuántica, QE, correspondiente a las especificaciones de la cámara. La QE representa el número de fotoelectrones generados por la incidencia de un único fotón en el píxel. En efecto, estos dos números están relacionados a través del factor de ganancia del CCD, $QE = \eta/g$, donde el la ganancia real del CCD y esta expresada en cuentas por electrón, y puede ser medida experimentalmente.

CCD Manta AVT

Las especificaciones de la cámara MANTA G-145 NIR de la marca Allied Vision Technology se muestran en la Figura A.5, estos datos se obtuvieron de [89].

Specifications

Manta	G-145 NIR
Interface	IEEE 802.3 1000BASE-T, IEEE 802.3af (PoE) optional
Resolution	1388 (H) × 1038 (V)
Sensor	Sony ICX285
Sensor type	CCD Progressive
Sensor size	Type 2/3
Pixel size	6.45 μm × 6.45 μm
Lens mount (default)	C-Mount
Max. frame rate at full resolution	15.0 fps
ADC	12 bit
Image buffer (RAM)	32 MByte
Output	
Bit depth	8/12 bit
Monochrome pixel formats	Mono8, Mono12, Mono12Packed
General purpose inputs/outputs (GPIOs)	
Opto-isolated I/Os	2 inputs, 2 outputs
RS232	1
Operating conditions/dimensions	
Operating temperature	+5 °C to +45 °C ambient (without condensation)
Power requirements (DC)	8 to 30 VDC; PoE
Power consumption	4.2 W at 12 VDC; 4.9 W PoE
Mass	200 g; 210 g (PoE)
Body dimensions (L × W × H in mm)	86.4 × 44 × 29 (including connectors)
Regulations	CE: 2014/30/EU (EMC), 2011/65/EU (RoHS); FCC Class B; CAN ICES-003

Figura A.5: Especificaciones de la cámara MANTA G-145 NIR obtenidas del manual técnico.

Apéndice B

Efectos del tiempo de vuelo

B.1. Caracterización del sistema óptico

Una de las principales ventajas de tener una nube de átomos a una temperatura por debajo de $100\mu K$ es el tiempo de vuelo que se puede dejar expandir la nube. Como podemos ver en la serie de imágenes 5.7, podemos realizar imágenes hasta $13ms$. Mientras la nube de átomos está en expansión la única fuerza externa que actúa sobre ellos es la gravedad. De esta manera, el centro de masa de la nube describe un movimiento parabólico de la forma:

$$z_{CM}(t) = z_0 + v_{z_0}t - \frac{1}{2}gt^2. \quad (B.1)$$

A partir de la ecuación de movimiento de la nube, podemos entonces estimar la magnificación real del sistema óptico. En la Figura B.1 se muestra la trayectoria de las diferentes componentes hiperfinas, $F = 1/2$ y $F = 3/2$, como función del tiempo de vuelo, junto con un ajuste polinomial a segundo orden.

A partir del ajuste cuadrático realizado se obtuvo que la magnificación real del sistema óptico es $M_{real} = 0.359 \pm 0.005$.

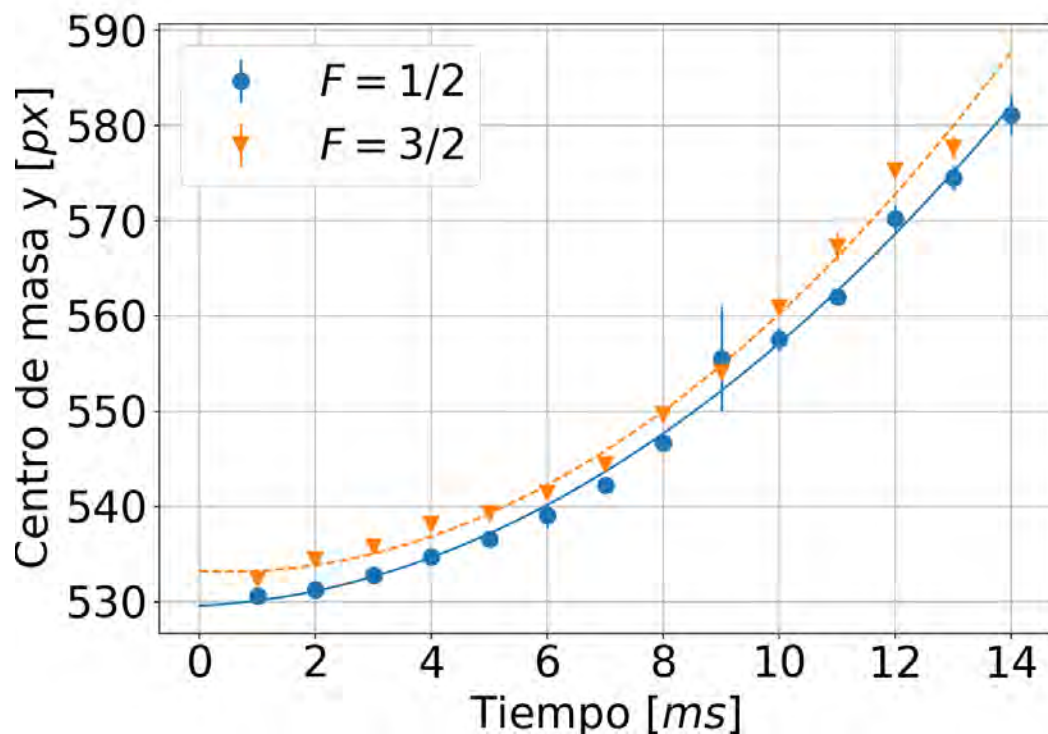


Figura B.1: Trayectoria del centro de masa a lo largo de la vertical como función del tiempos.

B.2. Efecto del tiempo de vuelo en la caracterización del número de átomos

Una consideración adicional que se debe de tomar en cuenta cuando se intenta estimar el número de átomos confinados, es el tiempo de vuelo después de apagar la MOT. Para obtener una buena estimación del número de átomos la densidad de la nube juega un papel importante. Si la densidad de la nube de átomos es alta, el perfil de absorción presenta una ligera saturación en el centro de la nube, que afecta el ajuste gaussiano que se realiza, por lo tanto, modifica la estimación del número de átomos. De forma que se debe esperar un tiempo de vuelo para dejar expandir la nube y disminuya su densidad.

En la Figura B.2, se muestra la medición del número de átomos como función del tiempo de vuelo después de apagar la MOT.

Como podemos ver en la Figura B.2, el número de átomos no permanece constante

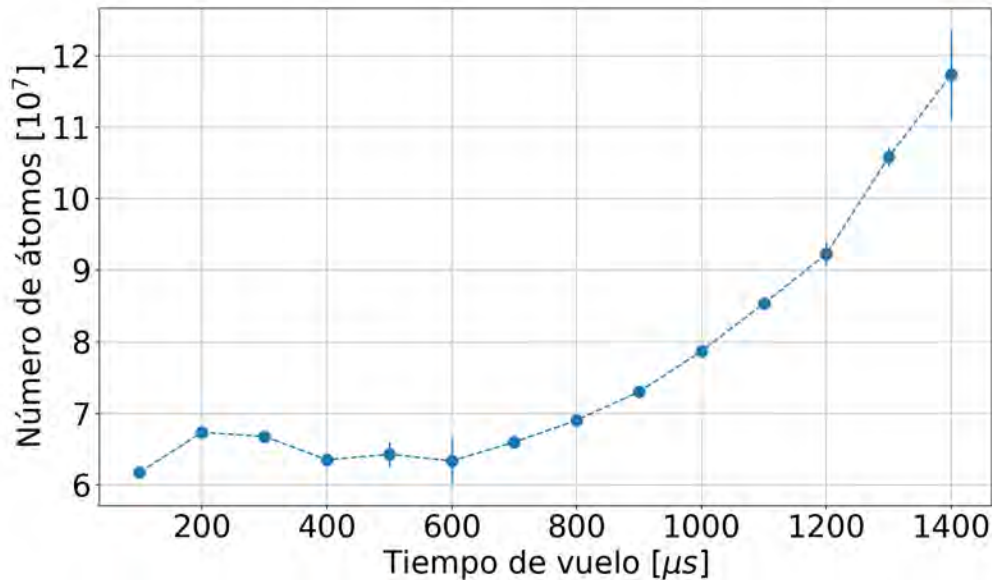


Figura B.2: Variación de la estimación del número de átomos en la MOT como función del tiempo de vuelo.

respecto al tiempo de vuelo, como debería de ocurrir. Este efecto se debe principalmente por las escalas temporales en que podemos obtener una buena señal a ruido. Como la nube de átomos se encuentra a $7mK$, los átomos se mueven a una velocidad promedio de $3.1m/s$, por lo que se dispersan muy rápidamente. Al dispersarse ocurren dos fenómenos, la nube de átomos crece a un tamaño el cual deja de caber en la cámara CCD y por lo tanto no podemos obtener la totalidad del perfil de densidad de la nube. De igual manera, la densidad de la nube se reduce significativamente, lo que complica la adquisición de una buena señal en la imagen de absorción.

Como se mencionó al inicio del capítulo 6, el campo magnético de las bobinas de MOT tarda un cierto tiempo en apagarse completamente. En este caso, el tiempo de apagado del campo magnético esta dentro de la misma escala de tiempo que se tiene para poder realizar una buena imagen de la nube de átomos. Si durante el tiempo de vuelo sigue existiendo un campo magnético remante, los átomos van a percibir el campo magnético y modificar sus niveles energéticos por efecto Zeeman, ver sección 2.4.1. Al modificar sus niveles energéticos, la luz de imagen que se encuentra en resonancia con las transiciones $F \rightarrow F' = F$ para $F = 1/2$ y/o $F = 3/2$, deja de estar en resonancia con una fracción de los átomos, disminuyendo la absorción total de la nube. Lo que se traduce en una estimación menor del número de átomos en la nube.

Por esta razón en la figura B.2, para tiempos de vuelo menores a $600\mu s$ la estimación del número de átomos es menor que para tiempo mayores.

De manera análoga, después de aplicar la melaza óptica se realizó la medida del número de átomos como función del tiempo de vuelo, ver Figura B.3. Podemos notar que al igual que en el caso de la MOT el número de átomos cambia significativamente con el tiempo de vuelo. Esta variación se puede reducir teniendo una geometría de la MOT lo más esférica posible. En el caso de la medida realizada en la Figura B.3 la geometría de la MOT se encontraba alargada a lo largo del eje Z. Esto por un desbalance en las potencias de los brazos de la MOT.

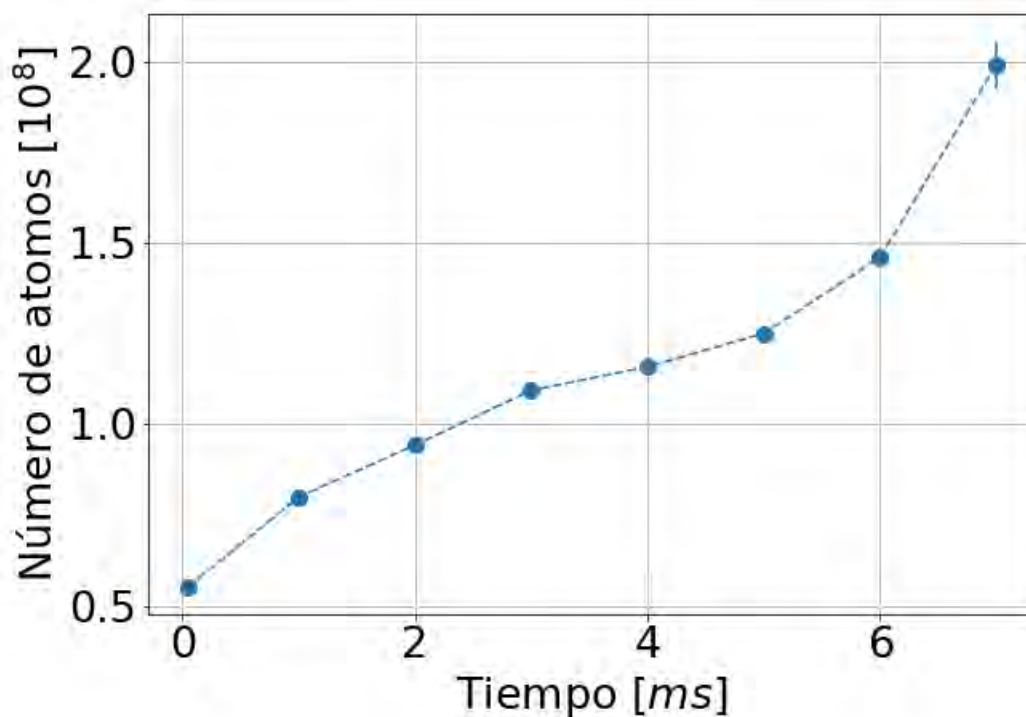


Figura B.3: Caracterización del número de átomos después de la melaza óptica con D2 como función del tiempo de vuelo.

En contraste, el número de átomos estimados después de aplicar la técnica de enfriamiento sub-Doppler, ver Figura B.4, se mantiene constante respecto al tiempo de vuelo. En este caso, como la nube atómica se encuentra a temperaturas por debajo de $100\mu K$, los efectos causados por el tiempo de apagado del campo cuadrupolar o de cualquier otro efecto causado por la geometría inicial de la MOT no se ven reflejados

significativamente en la expansión de la nube. En efecto en la Figura 5.7 se puede ver que inicialmente la forma de la nube no es esférica.

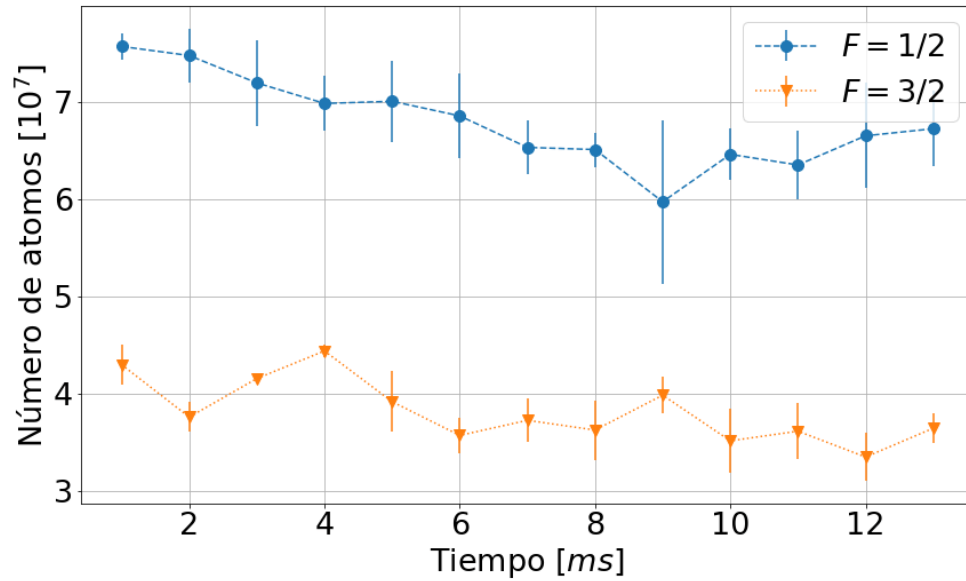


Figura B.4: Caracterización del número de átomos después de la melaza gris con D1 como función del tiempo de vuelo.

Bibliografía

- [1] Immanuel Bloch et al. Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3):885–964, 2008.
- [2] Cheng Chin et al. Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 82(2):1225–1286, 2010.
- [3] M. Theis et al. Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance. *Physical Review Letters*, 93(12), 2004.
- [4] M. W. Zwierlein et al. Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance. *Physical Review Letters*, 92(12), 2004.
- [5] T. Bourdel et al. Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6. *Physical Review Letters*, 93(5), 2004.
- [6] C. et al. Chin. Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas. *Science*, 305(5687):1128–1130, Aug 2004.
- [7] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle. Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates. *Science*, 292(5516):476–479, Apr 2001.
- [8] F. S. et al. Cataliotti. Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates. *Science*, 293(5531):843–846, Aug 2001.
- [9] S. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Zeitschrift fur Physik*, 26(1):178, 1924.
- [10] A.Einstein. Quantentheorie des idealen einatomigen Gases. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 3:18, 1925.

- [11] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221):198–201, Jul 1995.
- [12] K. B. Davis et al. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Physical Review Letters*, 75(22):3969–3973, 1995.
- [13] C. C. Bradley et al. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. *Physical Review Letters*, 75(9):1687–1690, 1995.
- [14] The nobel prize in physics 2001. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2001/summary/>.
- [15] G. Roati et al. ^{39}K Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions. *Physical Review Letters*, 99(1), 2007.
- [16] S. L. Cornish et al. Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interaction. *Physical Review Letters*, 85(9):1795–1798, 2000.
- [17] T. et al. Weber. Bose-Einstein Condensation of Cesium. *Science*, 299(5604):232–235, Dec 2002.
- [18] Sebastian Kraft et al. Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms: ^{40}Ca . *Physical Review Letters*, 103(13), 2009.
- [19] Axel Griesmaier et al. Bose-Einstein Condensation of Chromium. *Physical Review Letters*, 94(16), 2005.
- [20] Simon Stellmer et al. Bose-Einstein Condensation of Strontium. *Physical Review Letters*, 103(20), 2009.
- [21] Mingwu Lu et al. Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium. *Physical Review Letters*, 107(19), 2011.
- [22] K. Aikawa et al. Bose-Einstein Condensation of Erbium. *Physical Review Letters*, 108(21), 2012.
- [23] Yosuke Takasu et al. Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms. *Physical Review Letters*, 91(4), 2003.

- [24] B. et al. DeMarco. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 285(5434):1703–1706, Sep 1999.
- [25] A. G. et al. Truscott. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms. *Science*, 291(5513):2570–2572, Mar 2001.
- [26] L. De Marco, G. Valtolina, K. Matsuda, W. G. Tobias, J. P. Covey, and J. Ye. A Fermi Degenerate Gas of Polar Molecules. *ArXiv e-prints 1808.00028*, July 2018.
- [27] G. Valtolina, A. Burchianti, A. Amico, E. Neri, K. Khani, J. A. Seman, A. Trombettoni, A. Smerzi, M. Zaccanti, M. Inguscio, and et al. Josephson effect in fermionic superfluids across the BEC-BCS crossover. *Science*, 350(6267):1505–1508, Dec 2015.
- [28] M. Bartenstein et al. Collective Excitations of a Degenerate Gas at the BEC-BCS Crossover. *Physical Review Letters*, 92(20), 2004.
- [29] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas. *Nature*, 435(7045):1047–1051, Jun 2005.
- [30] V. Romero-Rochin et al. Observation of Bose-Einstein condensation in an atomic trap in terms of macroscopic thermodynamic parameters. *Physical Review A*, 85(2), 2012.
- [31] Víctor Romero-Rochín. Equation of State of an Interacting Bose Gas Confined by a Harmonic Trap: The Role of the “Harmonic” Pressure. *Physical Review Letters*, 94(13), 2005.
- [32] F. J. Poveda-Cuevas, I. Reyes-Ayala, J. A. Seman, and V. Romero-Rochín. Global thermodynamics of confined inhomogeneous dilute gases: A semi-classical approach. 2018. AIP Conference Proceedings 1950, 030006 (2018).
- [33] W. F. Vinen. An Introduction to Quantum Turbulence. *Journal of Low Temperature Physics*, 145(1):7–24, Nov 2006.
- [34] Jorge Amin Seman Harutinian. *Study of Excitations in a Bose-Einstein Condensate*. PhD thesis, Universidade de Sao Paulo, 2011.

- [35] L Skrbek. Quantum turbulence. *Journal of Physics: Conference Series*, 318(1):012004, Dec 2011.
- [36] Seman et al. Route to turbulence in a trapped Bose-Einstein condensate. *Laser Physics Letters*, pages 691–696, Jul 2011.
- [37] E. A. L. Henn et al. Emergence of Turbulence in an Oscillating Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters*, 103(4), 2009.
- [38] F.Reif. *Statistical Physics*, volume Berkeley Physics course - volume 5. 1965.
- [39] <https://www.nist.gov/si-redefinition/kelvin-boltzmann-constant>.
- [40] Klejdja Xhani. Production and Observation of Degenerate Quantum Gases of ${}^6\text{Li}$ Fermionic Atoms. Master’s thesis, Università degli Studi di Firenze, 2014.
- [41] K. Huang. *Statistical Mechanics*. John Wiley, 1963.
- [42] Peter van der Straten Harold J. Metcalf. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [43] E. P. Gross. Structure of a quantized vortex in boson systems. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 20(3):454–477, May 1961.
- [44] L. P. Pitaevskii. Vortex lines in an imperfect Bose gas. *Sov. Phys. JETP.*, 13(2):451–454, 1961.
- [45] K. Dieckmann et al. Decay of an Ultracold Fermionic Lithium Gas near a Feshbach Resonance. *Physical Review Letters*, 89(20), 2002.
- [46] F. Schreck et al. Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea. *Physical Review Letters*, 87(8), 2001.
- [47] I. Ferrier-Barbut, M. Delehaye, S. Laurent, A. T. Grier, M. Pierce, B. S. Rem, F. Chevy, and C. Salomon. A mixture of Bose and Fermi superfluids. *Science*, 345(6200):1035–1038, Jul 2014.
- [48] Michael E. Gehm. *Preparation of an Optically-Trapped Degenerate Fermi Gas of ${}^6\text{Li}$: Finding the Route to Degeneracy*. PhD thesis, Duke University, February 2003.

- [49] C.J.Foot. *Atomic Physics*. Oxford master series, 2005.
- [50] A. J. Moerdijk et al. Resonances in ultracold collisions of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^{23}\text{Na}$. *Physical Review A*, 51(6):4852–4861, 1995.
- [51] C. H. Schunck et al. Feshbach resonances in fermionic ${}^6\text{Li}$. *Physical Review A*, 71(4), 2005.
- [52] Paul S. Julienne et al. Contrasting the wide Feshbach resonances in ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$. *Physical Review A*, 89(5), 2014.
- [53] M. Bartenstein et al. Precise Determination of ${}^6\text{Li}$ Cold Collision Parameters by Radio-Frequency Spectroscopy on Weakly Bound Molecules. *Physical Review Letters*, 94(10), 2005.
- [54] Zürn, G. and Lompe, T. and Wenz, A. N. and Jochim, S. and Julienne, P. S. and Hutson, J. M. Precise Characterization of ${}^6\text{Li}$ Feshbach Resonances Using Trap-Sideband-Resolved RF Spectroscopy of Weakly Bound Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 110:135301, Mar 2013.
- [55] Datos obtenidos a partir de la colaboración con LENS.
- [56] Giacomo Valtolina. Development of an experimental apparatus for the production and study of ultracold atomic gases of fermionic lithium. Master's thesis, Università degli Studi di Milano - Bicocca, 2012.
- [57] Y. Castin, H. Wallis, and J. Dalibard. Limit of Doppler cooling. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11):2046, Nov 1989.
- [58] Geena Kim. *A new laser cooling Method for lithium atom interferometry*. PhD thesis, University of California, Berkeley, 2014.
- [59] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, and D. E. Pritchard. Continuous stopping and trapping of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2194–2197, May 1987.
- [60] E. L. Raab et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 59(23):2631–2634, 1987.
- [61] Steven Chu et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, 55(1):48–51, 1985.

- [62] D. Sesko, C. G. Fan, and C. E. Wieman. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling. *Journal of the Optical Society of America B*, 5(6):1225, Jun 1988.
- [63] Paul D. Lett et al. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Physical Review Letters*, 61(2):169–172, 1988.
- [64] J. Dalibard et.al. Proceedings of the 11th Conference on Atomic Physics. 1989.
- [65] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11):2023, Nov 1989.
- [66] Arturo Bambini et al. Radiative cooling force in atoms with multiplet structure. *Physical Review A*, 56(4):3040–3055, 1997.
- [67] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *Europhysics Letters*, 100(6):63001, Dec 2012.
- [68] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density. *Europhysics Letters*, 104(6):63002, Dec 2013.
- [69] Dipankar Nath, R Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi, and C. S. Unnikrishnan. Quantum-interference-enhanced deep sub-doppler cooling of ^{39}k atoms in gray molasses. *Phys. Rev. A*, 88:053407, Nov 2013.
- [70] Andrew T. Grier et al. Lambda-enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D1 gray molasses. *Physical Review A*, 87(6), June 2013.
- [71] A. Burchianti et al. Efficient all-optical production of large ^6Li quantum gases using D1 gray-molasses cooling. *Physical Review A*, 90(4), 2014.
- [72] Franz Sievers et al. Simultaneous sub-Doppler laser cooling of fermionic ^6Li and ^{40}K on the D1 line: Theory and experiment. *PHYSICAL REVIEW A*, 91, February 2015.
- [73] Manuel Gerken. Gray Molasses Cooling of Lithium-6 Towards a Degenerate Fermi Gas. Master’s thesis, University of Heidelberg, 2016.

- [74] C Cohen-Tannoudji and S Reynaud. Dressed-atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in an intense laser beam. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 10(3):345, 1977.
- [75] F. Papoff, F. Mauri, and E. Arimondo. Transient velocity-selective coherent population trapping in one dimension. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(3):321, Mar 1992.
- [76] A. Aspect et al. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Physical Review Letters*, 61(7):826–829, 1988.
- [77] G. H. Condon, Edward U.; Shortley. *The Theory of Atomic Spectra*. Cambridge: Cambridge University Press, 1970. ISBN 978-0-521-09209-8.
- [78] Eduardo Ibarra García Padilla. Diseño de los sistemas de ultra-alto vacío y de control para experimentos con gases ultrafríos de Litio. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2016.
- [79] Andrea Morales. High resolution imaging and production of thin barriers for ultracold 6Li Fermi gases. Master’s thesis, Sapienza Università di Roma, 2012-2013.
- [80] Jesus Ernesto Carro Martinez. Diseño y proyección de trampas magnéticas y ópticas para experimentos con gases ultrafríos de Litio. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2016.
- [81] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot. Radiation force in the magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(12):2142, Dec 1992.
- [82] Isabella Fritsche. Sub-Doppler Cooling of Fermionic Lithium. Master’s thesis, University of Innsbruck, 2015.
- [83] P.M. Duarte, R.A. Hart, J.M. Hitchcock, T.A. Corcovilos, T.-L. Yang, A. Reed, and R.G. Hulet. All-optical production of a lithium quantum gas using narrow-line laser cooling. *Physical Review A*, 84(6):061406, December 2011.
- [84] C. L. Satter et al. Comparison of an efficient implementation of gray molasses to narrow-line cooling for the all-optical production of a lithium quantum gas. *Physical Review A*, 98(2), 2018.

- [85] Wolfgang Ketterle and N.J. Van Druten. Evaporative Cooling of Trapped Atoms. volume 37 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 181 – 236. Academic Press, 1996.
- [86] R. Grimm, M. Weidemuller, and Y.B. Ovchinnikov. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, 42:95–170, 2000.
- [87] W.T. Rhodes D O'shea, W.R.Callen. *Introduction to Lasers and Their Applications*. 1977.
- [88] H. Smith C. J. Pethick. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* . 2008.
- [89] Allied vision manta manual técnico, http://www.sal.wisc.edu/st5000/datasheets/allied-vision/Manta_TechMan.pdf.