



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

El efecto Stark AC en una transición de dos fotones  
 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  para  $^{87}\text{Rb}$  atómico en una trampa  
magneto óptica (MOT)

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O  
P R E S E N T A:

GRISELDA DEL CARMEN DOMÍNGUEZ  
MANDUJANO



DIRECTOR DE TESIS:  
DOCTOR FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ  
Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2017



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 está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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

**Hoja de Datos del Jurado**

1. Datos del alumno

Domínguez  
Mandujano  
Griselda del Carmen  
Universidad Nacional Autónoma de  
México  
Facultad de Ciencias  
Física  
307186292

2. Datos del tutor

Dr  
Fernando  
Ramírez  
Martínez

3. Datos del sinodal 1

Dr  
Enrique  
López  
Moreno

4. Datos del sinodal 2

Dr  
Jorge Amin  
Seman  
Harutinian

5. Datos del sinodal 3

Dr  
Jesús  
Flores  
Mijangos

6. Datos del sinodal 4

Dr  
Víctor Manuel  
Velázquez  
Aguilar

7. Datos del trabajo escrito

El efecto Stark AC en una transición de dos fotones

$5S_{1/2} \longrightarrow 5P_{3/2} \longrightarrow 5D_{5/2}$

para  $^{87}\text{Rb}$  atómico en una trampa magneto óptica (MOT)

88 p

2017



**El efecto Stark AC en una  
transición de dos fotones  
 $5S_{1/2} \longrightarrow 5P_{3/2} \longrightarrow 5D_{5/2}$  para  
 $^{87}\text{Rb}$  atómico en una trampa  
magneto óptica (MOT).**



# Agradecimientos

A mis padres Raúl Domínguez Aboites y Ma. del Carmen Mandujano Vera; a mis hermanos Raúl y Diego: por el gran cariño y cuidado incondicional que siempre me han dado. Por la orientación, los consejos y las alegrías que me han brindado. Por la paciencia que me han tenido y por ser el pilar más importante a lo largo de mi vida no tengo más que darles infinitas gracias por el invaluable apoyo que me han dado y por estar siempre para mí.

A mis amigos que me han acompañado a lo largo de mi vida, por las pláticas y consejos compartidos; por su gran apoyo, por los momentos de diversión vividos. Principalmente a Gloria, a Dulce y a Elena por la gran amistad que me brindan, por estar al tanto de mí y por su tiempo compartido. Finalmente (no por menos importante) muchísimas gracias al *sapo* por ser un gran pilar en mi vida, por su confianza, paciencia, cariño y tiempo compartido durante estos años de amistad; por las largas pláticas, juegos, desveladas, por estar siempre conmigo, por el apoyo y el cuidado.

A mi tutor el Doctor Fernando Ramírez por todo el apoyo brindado, por guiarme, por el conocimiento compartido, por el tiempo dedicado a resolver mis dudas y por sus consejos. Al Doctor José Ignacio Jiménez por la confianza, por el permitirme formar parte de los estudiantes del laboratorio, por compartir su conocimiento y por el apoyo brindado. Especialmente muchas gracias al Doctor Jesús Flores por dedicar gran parte de su tiempo a resolver mis dudas, a orientarme, por ayudarme a entender o entender mejor la física; por todo el conocimiento transmitido y por su gran paciencia.

A los compañeros del laboratorio Oscar Lazo, Francisco, Oscar López, Santiago, Cristian, Lalo, Erick, por el gran apoyo que me brindaron desde el primer día, por resolver mis dudas, por convertirse en una motivación e inspiración y por el gran trabajo que realizan. Principalmente muchas gracias a Oscar Lazo por el tremendo apoyo brindado, por el gran conocimiento transmitido, por su tiempo dedicado para ayudarme a entender la física, por los seminarios impartidos, por la paciencia y por ser un gran pilar en la realización de este proyecto.

¡A todos ustedes muchísimas gracias!



# Índice general

	Página
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Interacción de átomos con radiación: el efecto Stark AC.</b>	<b>3</b>
1.1. Estructura atómica. . . . .	3
1.2. Interacción de átomos con radiación. . . . .	7
1.3. El efecto Stark AC. . . . .	10
1.4. La trampa magneto-óptica (MOT). . . . .	14
<b>2. Diseño experimental.</b>	<b>19</b>
2.1. Enfriamiento de los átomos en la MOT. . . . .	20
2.2. Espectroscopía de dos fotones en MOT. . . . .	26
2.3. Espectroscopía de dos fotones en una celda con vapor de rubidio. . . . .	27
2.4. Adquisición de espectros: montaje final . . . . .	32
<b>3. Resultados.</b>	<b>35</b>
3.1. Ajuste de datos. . . . .	35
3.1.1. Espectros con variación en potencia. . . . .	38
3.1.2. Espectros con variación en desintonía $\delta_0$ . . . . .	43
3.2. Discusión. . . . .	48
3.2.1. Dependencia con respecto a la potencia del láser de enfriamiento. . . . .	50
3.2.2. Dependencia con respecto a la sintonía del láser de enfriamiento. . . . .	55
<b>4. Conclusiones.</b>	<b>63</b>
<b>A. Espectros adicionales</b>	<b>67</b>
A.1. Espectros adicionales con variación en potencia. . . . .	67
A.2. Espectros adicionales con variación en desintonía. . . . .	71

10

*ÍNDICE GENERAL*

**Bibliografía**

**77**

# Introducción.

El estudio de la estructura de la materia por medio de su interacción con radiación electromagnética así como su comportamiento en presencia de dicha radiación es el objetivo básico de la espectroscopía. De 1860 a 1885 se recolectaron gran cantidad de datos entre ellos cuatro mediciones acertadas de las líneas visibles en el espectro de emisión del hidrógeno obtenidas por Andres Angström. En 1885 Johann Jakob Balmer encontró por primera vez una fórmula empírica que predecía correctamente las longitudes de onda encontradas por Angström. Sin embargo no fue sino hasta 1913 cuando todos estos estudios empíricos encontraron una teoría que los explicara. Con base en los estudios de Max Planck así como en las ideas propuestas por Albert Einstein sobre emisión y absorción de luz por parte de los átomos, Niels Bohr desarrolló la primera teoría atómica que, entre sus aciertos permitía explicar la fórmula que Balmer desarrolló en 1885. De esta forma, con la llegada de la mecánica cuántica la espectroscopia se ha convertido en la herramienta que más conocimiento aporta sobre la estructura de átomos y moléculas [1, 2]. Con la llegada del láser y la aplicación de nuevas tecnologías el comportamiento de la materia al interactuar con la luz ha dado lugar a nuevos fenómenos interesantes de estudio, uno de ellos es el efecto Stark AC particularmente el efecto Autler-Townes, descubierto en 1955 por Stanley Autler y Charles Townes cuando demostraron que una transición de microondas de la molécula de OCS se puede separar en dos componentes cuando uno de los dos niveles involucrados en la transición se acopla con un tercero por el efecto de un campo intenso de microondas en resonancia [3].

El enfoque que se le ha dado a la interacción de materia con radiación no sólo se centra en al ámbito de la mecánica cuántica. Las ideas propuestas por Einstein sobre absorción y emisión de fotones por átomos también indican que el momento lineal de los átomos se ve modificado durante estos procesos. En 1970 el físico ruso V.S Letoknov aportó estudios importantes sobre la acción que tienen los fotones en átomos neutros y en 1975 T.W. Hänsch y A.L. Schawlow hicieron la primer propuesta de enfriar o detener átomos neutros con láseres contrapropagantes. Finalmente en 1987 Pritchard y Chu desarro-

llaron la trampa magneto-óptica (MOT) que permite enfriar y atrapar una nube de átomos con la ayuda de haces contrapropagantes con polarización circular en conjunto con un gradiente de campo magnético [4].

En el presente trabajo se estudió la transición:  $5S_{1/2} \longrightarrow 5P_{3/2} \longrightarrow 5D_{5/2}$  en  $^{87}\text{Rb}$  atómico dentro de la trampa magneto-óptica (MOT) del Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. En los espectros obtenidos es observable la separación en dos componentes de cada una de las líneas espectrales, separación que produce el campo de radiación electromagnético y que se conoce como efecto Stark AC o efecto Autler-Townes.

El capítulo uno comienza con una explicación de los conceptos básicos de la estructura atómica, continúa con una sección dedicada a los efectos que tiene la radiación electromagnética sobre los átomos cuando interactúa con ellos dando paso al principal objetivo del capítulo que es describir en forma sencilla en que consiste el efecto Stark AC. Finalmente se tiene un apartado dedicado a la descripción del funcionamiento de la trampa magneto-óptica (MOT), así como una explicación de los experimentos con dos fotones llevados a cabo en rubidio.

El capítulo dos se enfoca en explicar detalladamente el proceso experimental llevado a cabo para lograr la transición de dos fotones ya mencionada, comenzando con el proceso de enfriamiento de los átomos dentro de la MOT, continuando con la generación de la segunda transición haciendo incidir un láser de  $776\text{ nm}$  sobre la nube de átomos fríos. Se explica también la generación de la transición con dos fotones en una celda con vapor de rubidio a temperatura ambiente cuyos espectros fueron comparados con los obtenidos dentro de la MOT. Para terminar se presenta el montaje final llevado a cabo para la toma y adquisición de los espectros.

En el capítulo tres se muestran dos series de espectros en los cuales se observa el efecto Stark AC particularmente el doblete Autler-Townes, así como su dependencia con respecto a la potencia y desintonía de los láseres utilizados. Siguiendo con un análisis del efecto Stark AC en los espectros obtenidos, también se presentan y discuten las gráficas de las alturas relativas y posición de cada pico de transición atómica así como del ancho del primer miembro del doblete y de la separación entre los dos miembros del doblete como función de la potencia y desintonía del campo de radiación electromagnética. El siguiente apartado contiene las conclusiones finales de este proyecto de tesis. Por otra parte, no todos los espectros obtenidos experimentalmente son presentados en el capítulo 3 por lo que se anexa un apéndice con el resto de los espectros.

# Capítulo 1

## Interacción de átomos con radiación: el efecto Stark AC.

El presente capítulo aborda los conceptos necesarios para describir el efecto Stark AC; empieza con una revisión de la estructura atómica: estructura fina e hiperfina del átomo. Se sigue con una descripción de los efectos que tiene la radiación electromagnética al interactuar con los átomos. Con base en lo anterior el capítulo continúa con la explicación sobre qué es el efecto Stark AC dando lugar a la solución al problema de un átomo de tres niveles en presencia de dos campos de radiación electromagnética. El capítulo finaliza con un apartado dedicado a la descripción del funcionamiento de la trampa magneto-óptica, los niveles involucrados para el atrapamiento de una nube de átomos de rubidio dentro de la MOT así como una explicación de los experimentos con dos fotones llevados a cabo en rubidio 87.

### 1.1. Estructura atómica.

La teoría de la mecánica cuántica para el átomo de hidrógeno es aplicable a los átomos hidrogenoides (aquellos que tienen un sólo electrón en su última capa de valencia). Los estados de un átomo no relativista de un electrón están determinados por los número cuánticos  $n, L, m_L$  donde  $n$  es el número cuántico principal que determina el nivel de energía,  $0 \leq L < n$  es el número cuántico de momento angular orbital, mientras que  $-L \leq m_L \leq L$  es el número cuántico de proyección de momento angular orbital. Para considerar una descripción más detallada es necesario considerar efectos relativistas que dan lugar a pequeños desdoblamientos en los niveles de energía. Estos desdoblamientos se conocen como estructura fina del átomo y es el resultado de tomar en cuenta el acoplamiento entre el momento angular orbital  $L$  y el

#### 4CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE ÁTOMOS CON RADIACIÓN: EL EFECTO STARK

espín del electrón  $S$ , es decir, el acoplamiento espín-órbita, que da lugar a nuevos números cuánticos:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1.1)$$

$$-J \leq m_J \leq J \quad (1.2)$$

donde  $J$  es el número cuántico de momento angular total y  $m_J$  el número cuántico asociado a la proyección del momento angular total. En la estructura fina los números cuánticos que describen los estados del átomo son  $n, L, S, J, m_J$ . Si ahora consideramos el efecto del núcleo en los niveles de energía del átomo se tiene que tomar en cuenta el acoplamiento entre el momento angular total  $J$  y el espín nuclear  $I$ , lo que da lugar a la estructura hiperfina; se define entonces el momento angular total atómico como:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (1.3)$$

$$-F \leq m_F \leq F \quad (1.4)$$

Por lo que finalmente los números cuánticos que describen por completo a los estados del átomo son:  $n, L, S, J, F, m_F$ . Así, los niveles de energía son separados conforme al valor de  $F$  por [5]:

$$\Delta E_{hfs} = \frac{A}{2}K + \frac{B(3/2)K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)} \quad (1.5)$$

con  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ .

Por lo tanto la energía para cada nivel hiperfino está corregida y dada por:

$$E_{hf} = E_{fina} + \Delta E_{hfs} \quad (1.6)$$

En el experimento que se llevó a cabo se trabajó con el átomo de rubidio, el cual es un átomo hidrogenoide que tiene un número atómico de 37 y una masa atómica de  $85.4678u.m.a$ . Sus dos isótopos más abundantes en la naturaleza son  $^{85}Rb$  y  $^{87}Rb$ , tienen un espín nuclear de  $I = \frac{5}{2}$  e  $I = \frac{3}{2}$  respectivamente [5]; su configuración electrónica es:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^1$ , por lo que el estado base de su último electrón corresponde al término  $5S_{1/2}$ ; en el cual  $n = 5, L = 0, S = \frac{1}{2}$  y  $J = \frac{1}{2}$ . Por lo anterior, usando las ecuaciones 1.5 y 1.6, se calculó la diferencia de energía entre cada nivel hiperfino de los niveles:  $5S_{1/2}, 5P_{3/2}, 5D_{5/2}$  en rubidio y por consiguiente su respectiva diferencia en frecuencia. Los resultados obtenidos se muestran en el diagrama de la figura

1.1. Cabe mencionar que se tomó a  $A$ ,  $B$  y  $E_{fina}$  para cada nivel de energía de [6].

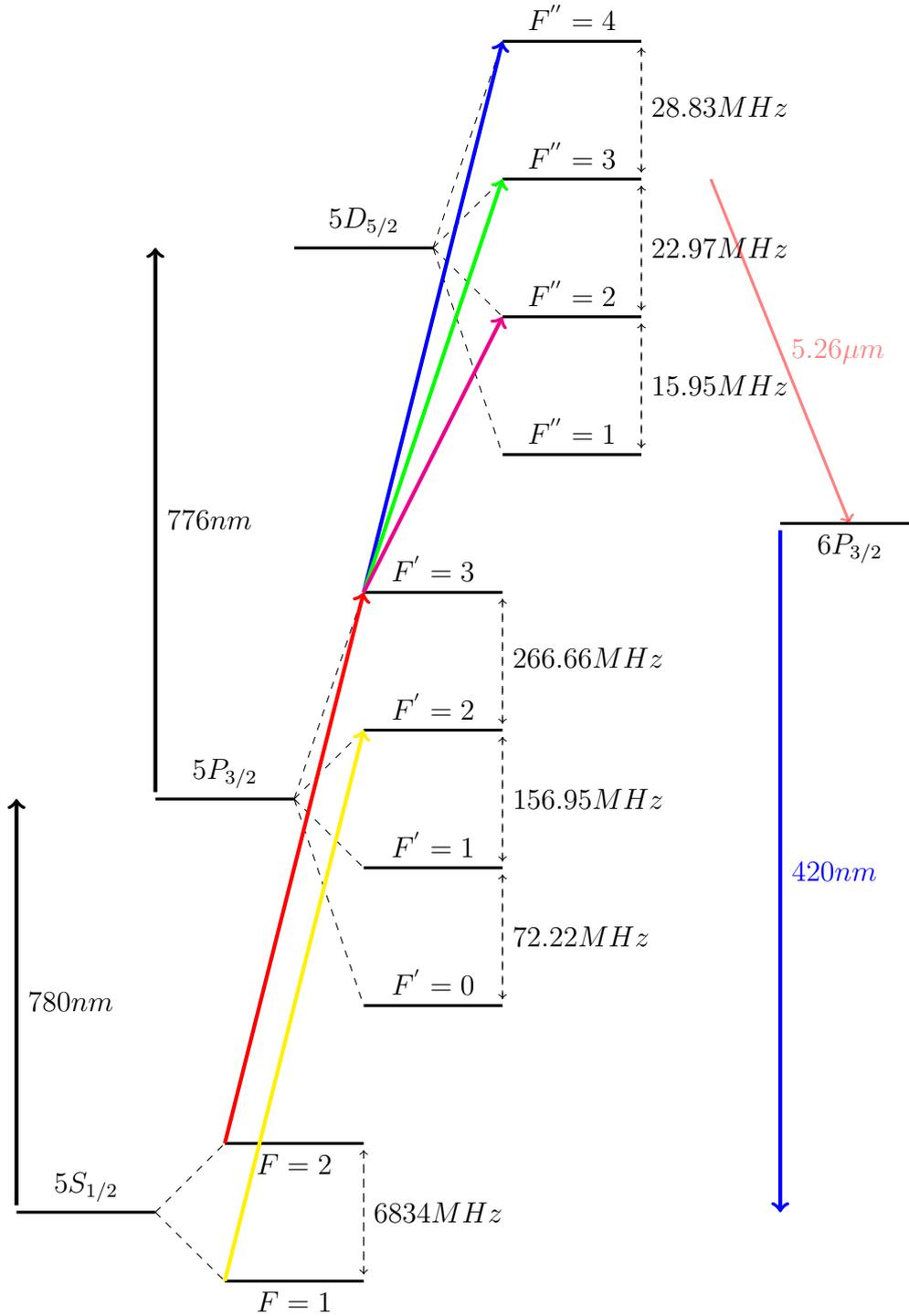


Figura 1.1: Estructura hiperfina para  $^{87}\text{Rb}$  involucrada en la transición con dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Se muestra la diferencia de frecuencia y las transiciones utilizadas en este proyecto, que son permitidas entre cada nivel hiperfino.

## 1.2. Interacción de átomos con radiación.

Una onda electromagnética consiste en campos eléctricos y magnéticos, ortogonales entre sí, transversales y oscilantes. En presencia de una onda electromagnética el electrón del átomo responde principalmente a la componente eléctrica [7]  $\vec{E} = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{e}$  con  $\vec{k}$  vector de onda,  $\vec{r}$  vector de posición,  $\omega$  frecuencia,  $t$  tiempo y  $\hat{e}$  vector de polarización, permitiéndose ciertas transiciones entre los estados del átomo. Es importante mencionar que la radiación electromagnética induce transiciones entre dos estados (inicial y final) de un átomo siempre y cuando se satisfaga que:  $\Delta E_{fi} = \hbar\omega$ . Si asumimos que la radiación electromagnética con la que interactúa el átomo es luz monocromática y que su longitud de onda  $\lambda$  es suficientemente grande comparada con el tamaño del átomo se puede ignorar la variación espacial del campo eléctrico, esta aproximación es la aproximación dipolar eléctrica [8]:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t) \hat{e} \quad (1.7)$$

Las reglas que gobiernan las transiciones atómicas son llamadas reglas de selección para transiciones dipolares eléctricas [9]:

$$\begin{aligned} \Delta L &= \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1 \\ \Delta F &= 0, \pm 1 \\ \Delta m_F &= 0, \pm 1 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Siendo  $\Delta n$  arbitrario.

La figura 1.1 muestra las transiciones permitidas entre cada nivel hiperfino de  $^{87}\text{Rb}$  para la transición con dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ .

De esta forma en presencia de radiación electromagnética el hamiltoniano del sistema (usando teoría de perturbaciones) es:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{AE} \quad (1.9)$$

donde:  $\hat{H}_A$  es el Hamiltoniano atómico y  $\hat{H}_{AE} = -q\hat{r} \cdot \vec{E} = -\hat{d} \cdot \vec{E}$  es el Hamiltoniano de átomo-radiación con  $\hat{d}$  el operador de momento dipolar eléctrico. Con base en las reglas de selección y en presencia de radiación electromagnética el átomo puede absorber un fotón con cierta probabilidad, yendo de un estado de menor energía a uno de mayor energía (estado excitado). Después de un tiempo emitirá un fotón con la misma energía decayendo a un estado

## 8CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE ÁTOMOS CON RADIACIÓN: EL EFECTO STARK

de menor energía (emisión espontánea) con una tasa de emisión o constante de decaimiento [7]:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3 |d|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (1.10)$$

con  $d$  momento dipolar eléctrico y  $\omega_0$  frecuencia de transición atómica,  $\hbar$  constante de Planck entre  $2\pi$ ,  $c$  velocidad de la luz y  $\epsilon_0$  permitividad eléctrica en el vacío.

Por otra parte, la fórmula de Bohr:  $\Delta E_{fi} = \hbar\omega$  permite conocer a qué longitud de onda se da cada transición permitida:

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E_{fi}} \quad (1.11)$$

Si tenemos un número de átomos en un estado excitado, como resultado de la emisión espontánea este número decaerá con el tiempo de forma exponencial con una constante de tiempo  $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ . Del principio de incertidumbre de Heisenberg de energía tiempo se tiene que la frecuencia de la onda electromagnética emitida por un átomo tiene una incertidumbre o ancho natural de  $\Delta\gamma = \frac{1}{\tau}$ ; se puede demostrar que el espectro de emisión tiene la forma de una función Lorentziana [8, 9]. Otros mecanismos que ensanchan el espectro de emisión son: el efecto Doppler, la potencia de la radiación electromagnética o las colisiones entre átomos. El ensanchamiento Doppler es el caso por el cual se observa un mayor ensanchamiento en las líneas espectrales, debido a que si se tiene un átomo moviéndose en una cierta dirección que interactúa con un haz de luz que se contrapropaga (o propaga) en la misma dirección, en el marco de referencia del átomo el haz se acerca (aleja) hacia él por lo que la frecuencia del haz se modifica debido al efecto Doppler y el átomo absorberá a una frecuencia diferente a la de resonancia. Si consideramos un gran número de átomos moviéndose a distintas velocidades (distribución de Maxwell-Boltzman) que interactúan con la radiación electromagnética, el efecto Doppler ocasionará que su espectro de emisión tenga una anchura extra. Experimentalmente una manera de eliminar el ensanchamiento Doppler en la toma de espectros es haciendo uso de ciertas técnicas de espectroscopia tales como: espectroscopia de absorción saturada y espectroscopia de polarización [10, 11, 12].

Con respecto al ensanchamiento por potencia, éste puede relacionarse con la potencia del láser de la siguiente manera [10]:

$$\Delta\gamma = \sqrt{2\Omega^2 + \Gamma^2} = \sqrt{2b^2P + \Gamma^2} \quad (1.12)$$

donde  $\Omega$  es la frecuencia de Rabi del acoplamiento láser con la transición atómica que es proporcional al campo eléctrico, que a su vez es proporcional

a la intensidad del láser y por consiguiente a la potencia del mismo, es decir, usando que  $I = \frac{cn\epsilon_0 E^2}{2}$  y  $P = IA$  se tiene que:

$$\Omega^2 = \left(\frac{|d||E|}{\hbar}\right)^2 = \frac{2d^2}{\hbar^2 cn\epsilon_0 A} P = b^2 P$$

En la ecuación anterior  $b$  es una constante relacionada con el momento dipolar eléctrico  $d$ , la constante de Planck, la velocidad de la luz y la permitividad eléctrica, el área de la fuente que emite la energía  $A$  y de su índice de refracción  $n$ . Así mismo  $P$  es potencia y  $\Gamma$  constante de decaimiento.

Por otra parte, el ensanchamiento por potencia está relacionado con la constante de decaimiento de la siguiente manera:

$$\Delta\gamma = \Gamma a^{1/2}$$

donde  $a$ , tomado como constante, es un término proporcional a la intensidad del láser [10].

Sustituyendo a  $\Gamma$  de 1.10 en  $\Delta\gamma$  y usando el hecho de que  $\delta = \omega - \omega_0$ , podemos relacionar el ensanchamiento por potencia con la desintonía  $\delta$  del láser:

$$\Delta\gamma = b' \omega_0^3 = b' (\omega - \delta)^3 \quad (1.13)$$

con  $b' = \frac{|d|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} a^{1/2}$  una constante relacionada con el momento dipolar eléctrico, la constante de Planck, la velocidad de la luz y permitividad eléctrica,  $\omega_0$  es la frecuencia de resonancia y  $\omega$  la frecuencia del láser.

En el presente trabajo, la manera en que los átomos de rubidio interactuaron con la radiación electromagnética fue mediante el estudio de la transición:  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  en  $^{87}\text{Rb}$  atómico dentro de la trampa magneto-óptica (MOT). La transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  ocurre a una longitud de onda de  $780\text{nm}$  (1.11) y se llevó a cabo dentro de la MOT. La transición de  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  ocurre a una longitud de onda de  $776\text{nm}$  (1.11) y se logró haciendo incidir un láser con esa longitud de onda sobre la nube de átomos al interior de la trampa. Las series de espectros son presentados en el capítulo 3, dichas series fueron generadas al variar la frecuencia de la segunda componente de radiación (láser de  $776\text{nm}$ ) y se obtuvieron para dos situaciones experimentales: en la primera de ellas se varió la intensidad del haz de  $780\text{nm}$  mientras se deja fija su sintonía, en la segunda serie se varió la sintonía de ese mismo haz y se dejó fija su intensidad. En ambas situaciones experimentales se midió el ensanchamiento del perfil de emisión de cada pico de transición atómica conforme se variaba la potencia o sintonía del láser, haciendo posible observar experimentalmente la dependencia dada 1.12 y 1.13.

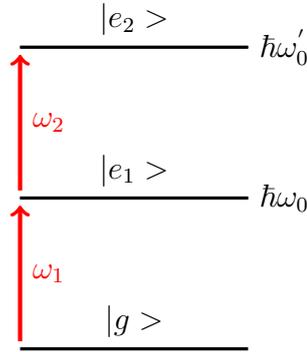


Figura 1.2: Átomo de tres niveles en presencia de radiación electromagnética.

Es importante mencionar que los espectros se obtuvieron al registrar la fluorescencia del decaimiento del nivel  $5D_{5/2}$  al nivel  $6P_{3/2}$  y posteriormente al estado base que ocurre a una longitud de onda de  $420nm$  dada por 1.11.

### 1.3. El efecto Stark AC.

Otro efecto que tiene la radiación electromagnética en el átomo es el desdoblamiento o separación de los niveles de energía. Para describir dicho efecto se hará uso del esquema de estados vestidos, es decir, se considerará al sistema completo como la unión de átomo más fotón [8, 13]. Sea un átomo de tres niveles  $|g \rangle$ ,  $|e_1 \rangle$ ,  $|e_2 \rangle$ , ver figura 1.2 :

Con dos transiciones permitidas:  $|g \rangle \rightarrow |e_1 \rangle$  y  $|e_1 \rangle \rightarrow |e_2 \rangle$  con separación  $\hbar\omega_0$  y  $\hbar(\omega'_0 - \omega_0)$  respectivamente. La transición  $|g \rangle \rightarrow |e_1 \rangle$  se da con la presencia de un campo intenso de radiación con frecuencia  $\omega_1$  y casi resonante:  $\delta_1 = \omega_1 - \omega_0$ ; por otra parte un campo de intensidad débil con frecuencia  $\omega_2$  (llamado campo de prueba) permite la transición entre los niveles  $|e_1 \rangle \rightarrow |e_2 \rangle$ .

El hamiltoniano de este sistema dado por el campo  $\omega_1$  está dado por:  $\hat{H}_A + \hat{H}_{AE_1}$ . Considerando al sistema como átomo más fotón se tiene que en presencia del campo  $\omega_1$  el estado  $|g \rangle$  pasa a ser un estado  $|g, N + 1 \rangle$ , es decir, el átomo en el estado inicial pasa a un estado con  $N + 1$  fotones del campo  $\omega_1$  y el estado  $|e_1 \rangle$  pasa a ser un estado  $|e_1, N \rangle$ , es decir, el átomo en el primer estado excitado en presencia de  $N$  fotones del campo  $\omega_1$ . El hamiltoniano  $\hat{H}_{AE_1}$  acopla estos dos estados, como resultado de este acoplamiento los estados  $|g, N + 1 \rangle$  y  $|e_1, N \rangle$  se repelen y se transforman en dos estados perturbados o vestidos  $|1(N) \rangle$  y  $|2(N) \rangle$  que son combinación

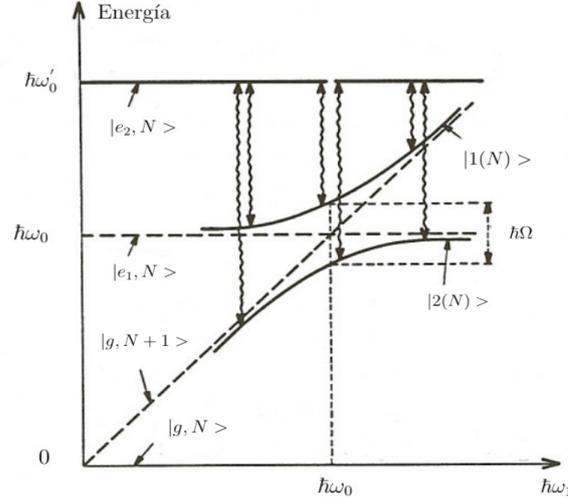


Figura 1.3: Efecto Stark AC. Las líneas punteadas representan las energías de los estados desacoplados, cuya intersección ocurre en  $\hbar\omega = \hbar\omega_0$ . Se muestra el anticruzamiento dado por los estados  $|1(N)\rangle$  y  $|2(N)\rangle$  generándose el doblete Autler-Townes (líneas onduladas). Tomada de: Figura 3 [14]

lineal de  $|g, N+1\rangle$ ,  $|e_1, N\rangle$  (separados por una distancia  $\hbar\Omega = \hbar\sqrt{\Omega_1^2 + \delta^2}$ ) y por lo tanto se tienen las transiciones:  $|e_2\rangle \rightarrow |1(N)\rangle$  y  $|e_2\rangle \rightarrow |2(N)\rangle$ , estas dos transiciones son conocidas como el doblete Autler-Townes [14].

De la figura 1.3 (Tomada de: Figura 3 [14]) se puede apreciar que el efecto de  $\hat{H}_{AE_1}$  es transformar el cruzamiento entre  $|g, N+1\rangle$  y  $|e_1, N\rangle$  que ocurre en  $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_0$  en un anticruzamiento. Se observa también cómo las componentes del doblete (líneas onduladas) varían con la desintonía, en resonancia ( $\omega_1 = \omega_0$ ) ambas componentes tienen la misma intensidad; sin embargo fuera de resonancia, la línea más intensa es la que decae del nivel  $|e_2\rangle$  al nivel  $|2(N)\rangle$ . Cerca de las asíntotas la distancia entre cada estado vestido y su correspondiente asíntota es el efecto Stark AC.

Por lo anterior se espera que en el espectro atómico dado por el campo de prueba se tengan dos picos de transición (líneas onduladas) correspondientes a la transición de  $|e_2\rangle$  con cada estado vestido  $|1(N)\rangle$  y  $|2(N)\rangle$ , Figura 1.4. Una vez asentadas las ideas sobre qué es el efecto Stark AC, el siguiente paso es resolver la ecuación de Schrödinger para encontrar los eigenvalores y eigenestados del sistema. Usando 1.7 y 1.9 el hamiltoniano de interacción es:

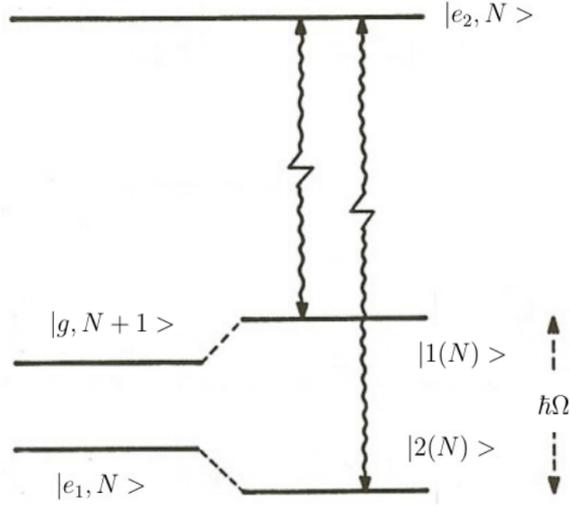


Figura 1.4: Desdoblamiento de los niveles de energía como consecuencia del efecto Stark AC. Tomada de: Figura 2 [14]

$$\begin{aligned}
 \hat{H}_I &= \hbar\omega_0|e_1\rangle\langle e_1| + \hbar\omega'_0|e_2\rangle\langle e_2| - q\hat{r} \cdot \vec{E} \\
 &= \hbar\omega_0|e_1\rangle\langle e_1| + \hbar\omega'_0|e_2\rangle\langle e_2| \\
 &\quad - \frac{q}{2}E_{01}r_{21}^{\vec{}} \cdot \vec{e}_1[\exp(i\omega_1 t)|g\rangle\langle e_1| + \exp(-i\omega_1 t)|e_1\rangle\langle g|] \\
 &\quad - \frac{q}{2}E_{02}r_{32}^{\vec{}} \cdot \vec{e}_2[\exp(i\omega_2 t)|e_1\rangle\langle e_2| + \exp(-i\omega_2 t)|e_2\rangle\langle e_1|]
 \end{aligned}$$

Donde se tomó al operador posición de la forma  $\hat{r} = \hat{r}^{(+)} + \hat{r}^{(-)}$ , con  $\hat{r}^{(+)} = r_{21}^{\vec{}}|g\rangle\langle e_1| + r_{32}^{\vec{}}|e_1\rangle\langle e_2|$  y  $\hat{r}^{(-)} = r_{21}^{\vec{*}}|e_1\rangle\langle g| + r_{32}^{\vec{*}}|e_2\rangle\langle e_1|$ ; análogamente, se separó a  $\vec{E} = \vec{E}^{(+)} + \vec{E}^{(-)}$  en frecuencias positivas y negativas y bajo la aproximación de onda rotante [8], el hamiltoniano de interacción en su forma matricial es [15]:

$$\hat{H}_I = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{01}}{2} \exp(i\omega_1 t) & 0 \\ \frac{\Omega_{01}}{2} \exp(-i\omega_1 t) & \omega_0 & \frac{\Omega_{02}}{2} \exp(i\omega_2 t) \\ 0 & \frac{\Omega_{02}}{2} \exp(-i\omega_1 t) & \omega'_0 \end{pmatrix}$$

con las frecuencias de Rabi para campo de radiación electromagnética dadas por:

$$\begin{aligned}
 \Omega_{01} &= \frac{-qE_{01}r_{21}^{\vec{}} \cdot \hat{e}_1}{\hbar} \\
 \Omega_{02} &= \frac{-qE_{02}r_{32}^{\vec{}} \cdot \hat{e}_2}{\hbar}
 \end{aligned}$$

Sea el estado:

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \tilde{c}_g \exp(i\theta_g t) \\ \tilde{c}_{e_1} \exp(i\theta_{e_1} t) \\ \tilde{c}_{e_2} \exp(i\theta_{e_2} t) \end{pmatrix}$$

Sustituyéndolo en la ecuación de Schrödinger, usando que  $\dot{\tilde{c}}_i = \frac{-i}{\hbar} \sum_j \hat{H}_{ij} c_j$  y haciendo  $\theta_g = 0$  encontramos un hamiltoniano efectivo de la forma:

$$\hat{H}_{Eff} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{01}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{01}}{2} & (\omega_0 - \omega_1) & \frac{\Omega_{02}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_{02}}{2} & (\omega'_0 - \omega_1 - \omega_2) \end{pmatrix}$$

Dado que el efecto Stark AC lo causa el campo  $\omega_1$  que es mucho más intenso que el campo  $\omega_2$ , hagámos que  $\Omega_{02} \rightarrow 0$ ; por lo tanto:

$$\hat{H}_{Eff} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{01}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{01}}{2} & (-\delta_1) & 0 \\ 0 & 0 & (\omega'_0 - \omega_1 - \omega_2) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

donde  $\omega_0 - \omega_1 = -\delta_1$

Con eigenvalores:

$$E_{12} = \frac{-\hbar\delta_1}{2} \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2} \quad (1.15)$$

$$E_3 = \hbar(\omega'_0 - \omega_1 - \omega_2)$$

Y eigenestados:

$$|1(N)\rangle = \begin{pmatrix} \frac{\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2}}{(\Omega_{01}^2 + (\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2})^2)^{\frac{1}{2}}} \\ \frac{\Omega_{01}}{(\Omega_{01}^2 + (\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2})^2)^{\frac{1}{2}}} \\ 0 \end{pmatrix} |2(N)\rangle = \begin{pmatrix} \frac{-\Omega_{01}}{(\Omega_{01}^2 + (\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2})^2)^{\frac{1}{2}}} \\ \frac{\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2}}{(\Omega_{01}^2 + (\delta_1 + \sqrt{\Omega_{01}^2 + \delta_1^2})^2)^{\frac{1}{2}}} \\ 0 \end{pmatrix} |3\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

A los estados  $|1(N)\rangle$  y  $|2(N)\rangle$  producidos por el efecto que tiene el campo de radiación sobre los niveles de energía del átomo se les denomina *doblete Autler-Townes*. Así, las posiciones de los miembros del doblete están dadas por  $E_1$ ,  $E_2$  y la distancia entre ellos es:

$$\Delta E_{12} = \hbar \sqrt{\delta_1^2 + \Omega_{01}^2} \quad (1.17)$$

donde a  $\sqrt{\delta_1^2 + \Omega_{01}^2}$  se le conoce como la frecuencia generalizada de Rabi.

En los espectros presentados en el capítulo 3 se aprecian los dobletes Autler-Townes generados en cada camino de transición. Particularmente el

doblete más evidente se da en el primer pico de transición atómica que corresponde al camino  $5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \longrightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4$ , permitiendo cuantificar la dependencia dada por 1.16 para las posiciones del doblete y la dependencia dada por 1.17 para la distancia entre ambos miembros del doblete.

## 1.4. La trampa magneto-óptica (MOT).

La radiación electromagnética además de producir cambios en la energía interna del átomo también puede modificar su movimiento. Consideremos un átomo moviéndose en cierta dirección y un láser contrapropagante con frecuencia  $\omega$  sintonizado por debajo de la frecuencia de resonancia atómica (se dice que el láser está desintonizado hacia el rojo), cuando el átomo absorba un fotón alcanzará un estado excitado y emitirá otro fotón de la misma frecuencia pero en una dirección arbitraria, lo que da lugar a un cambio en el momento lineal del átomo, ya que cada fotón absorbido empuja al átomo en la dirección opuesta a su movimiento sin embargo el proceso de emisión ocurre en direcciones arbitrarias. Para que este ciclo de absorción-emisión dé una disminución importante en la velocidad del átomo es necesario que sea repetido muchas veces lo cual requiere de un ciclo cerrado entre dos niveles de energía del átomo, es decir, cuando el átomo absorbe un fotón pasa del estado  $|a\rangle$  al estado  $|b\rangle$  y la emisión del estado  $|b\rangle$  sólo debe ser al estado  $|a\rangle$ . [16]. Es así como se genera una fuerza de fricción similar a la de una partícula moviéndose en un fluido (melaza óptica) que frena al átomo; el proceso descrito anteriormente se conoce como enfriamiento Doppler [10, 16, 17, 18]. Los átomos en un gas se mueven en todas direcciones para conseguir la melaza óptica se requiere de tres pares de haces ortogonales provenientes del mismo láser (con la misma frecuencia) que interactuen con los átomos en las seis direcciones posibles, como consecuencia de este proceso la temperatura de los átomos se ve disminuida.

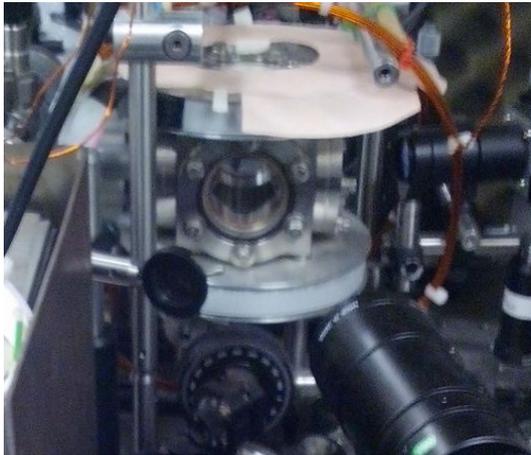
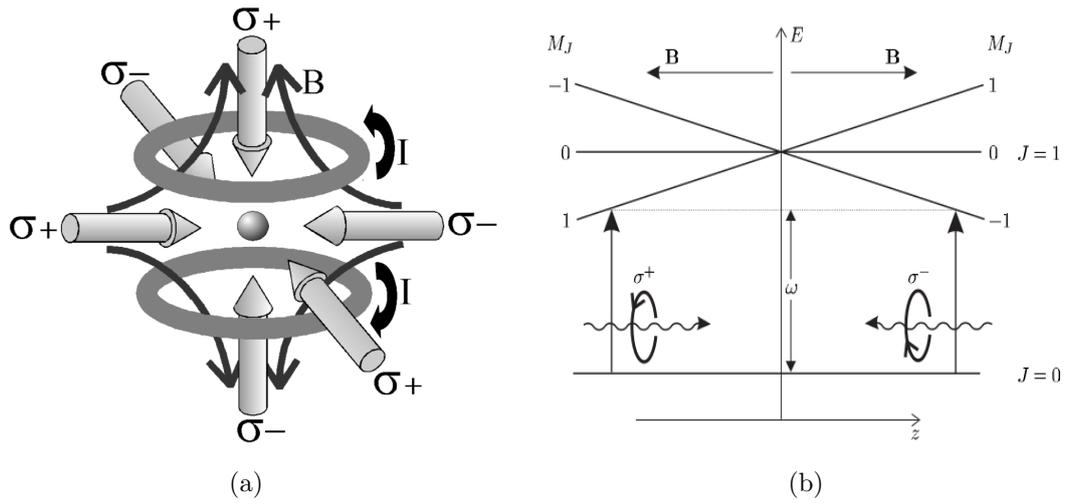
La trampa magneto óptica (MOT por sus siglas en inglés) permite enfriar y atrapar una nube de átomos, su arreglo consiste en una cámara de vacío con un gas de átomos en su interior, en el exterior un campo magnético cuadrupolar así como seis haces del mismo láser (láser de enfriamiento) desintonizados hacia el rojo con polarización circular:  $\sigma^+$  y  $\sigma^-$  que entran a la cámara 1.5(a).

Los láseres ortogonales y contrapropagantes producen el efecto de la melaza óptica que lleva a los átomos al centro de la trampa. El campo magnético cuadrupolar consiste en dos bobinas por las que circulan corrientes encontradas (configuración anti-Helmholtz) de tal forma que el campo es cero en

el centro de la cámara y su magnitud incrementa linealmente con la posición (gradiente de campo magnético). El efecto que tiene dicho campo magnético sobre los átomos es generar una fuerza que depende de la posición por medio del efecto Zeeman de tal forma que dependiendo de la posición donde se encuentre el átomo cierto subnivel de energía estará más cerca de la resonancia ocasionando que el átomo absorba preferentemente alguno de los haces con polarización circular izquierda o derecha llevando los átomos al centro de la trampa donde  $B = 0$ , ver 1.5(b) [10, 16]. Dentro de la MOT se tiene un proceso de absorción-emisión que requiere mantener una transición cíclica entre dos niveles de energía del átomo, sin embargo los átomos tienen más caminos en los que pueden decaer por lo que no sería posible atraparlos y enfriarlos por un tiempo largo ya que algunos se saldrían de la transición cíclica, por lo anterior se hace uso de un segundo láser llamado de rebombeo [16, 18].

En la trampa magneto óptica del Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM se trabajó con  $^{87}\text{Rb}$ , cuyo estado base es  $5S_{1/2}$  y su segundo estado excitado es  $5P_{3/2}$ . El enfriamiento y atrapamiento se da con la transición cíclica  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3$ , mientras que el rebombeo se da con  $5S_{1/2} : F = 1 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 2$ . La segunda transición que se llevó a cabo dentro de la MOT:  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  se logró haciendo incidir un haz de  $776\text{nm}$  sobre la nube de átomos y dado el funcionamiento de la MOT, se tienen las transiciones hiperfinas  $5P_{3/2} : F' = 3$  a  $5D_{5/2} : F'' = 2, 3, 4$ .

En la MOT, el láser de enfriamiento es el campo intenso que acopla los niveles  $5S_{1/2} : F = 2$  y  $5P_{3/2} : F' = 3$ . Conforme a lo visto en la sección 1.3 el nivel  $5P_{3/2} : F' = 3$  se separa en dos nuevos estados  $|1\rangle$  y  $|2\rangle$  por lo que el láser de  $776\text{nm}$  permite dos caminos de transición para cada uno de los niveles  $5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$  (doblete Autler-Townes), por consiguiente dos caminos de decaimiento al nivel  $6P_{3/2}$  y dos caminos de decaimiento al estado base  $5S_{1/2}$ , ver Figura 1.6. En los espectros mostrados en el capítulo 3 se aprecia que el doblete Autler-Townes más evidente se da en el camino de transición  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4$ .



(c)

Figura 1.5: (a) Diagrama de la MOT. (b) Efecto que tiene el campo magnético sobre los átomos dentro de la MOT para una transición de  $J = 0$  a  $J = 1$ , figura tomada de [10] (c) MOT del Laboratorio de átomos fríos del ICN-UNAM

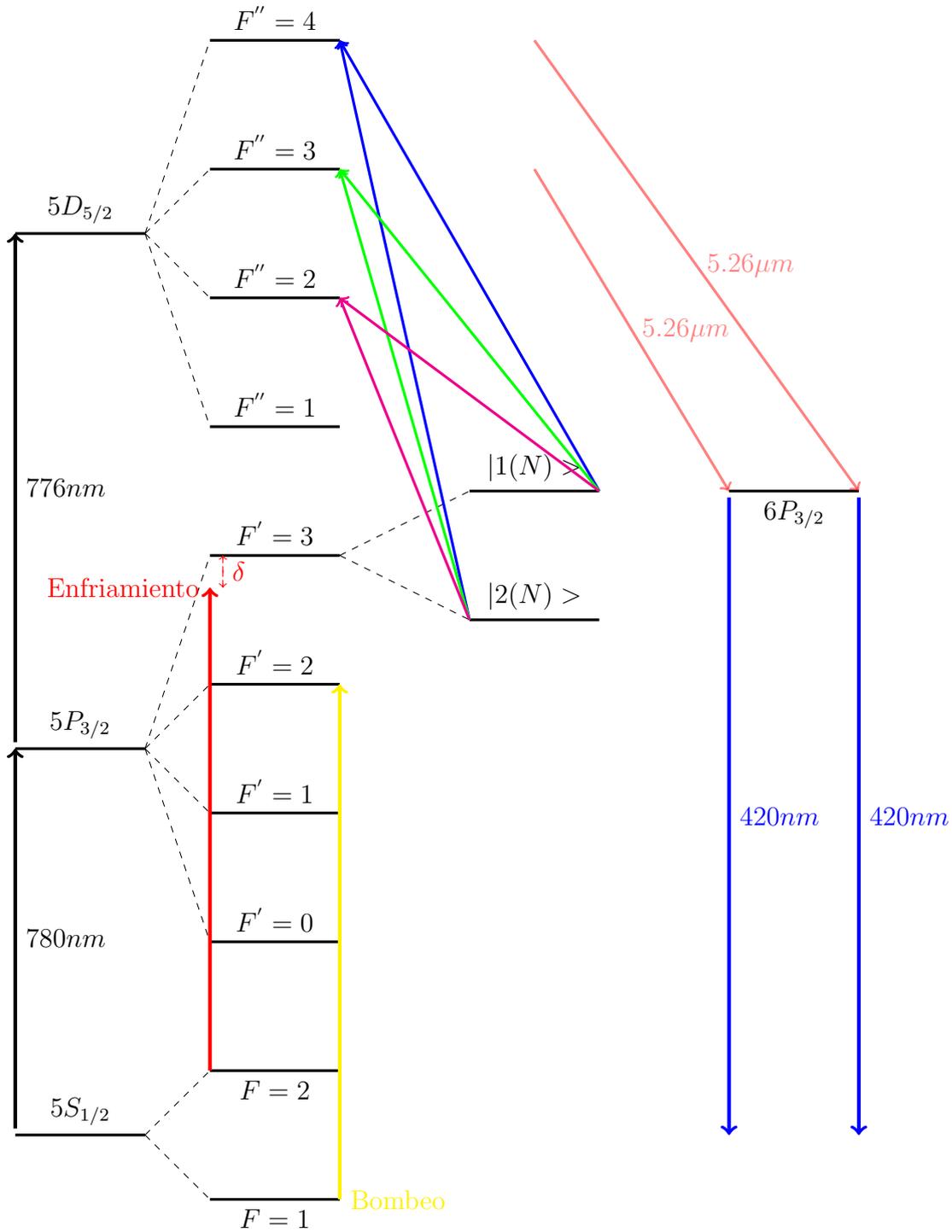


Figura 1.6: Estructura hiperfina para  $^{87}\text{Rb}$  involucrada en la transición con dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Se muestra el camino de excitación llevado a cabo por los láseres de la MOT para el atrapamiento y enfriamiento de los átomos,  $\delta$  es la desintonía del haz de enfriamiento. Así mismo se muestra la separación del nivel  $5P_{3/2} : F' = 3$  en dos estados vestidos  $|1\rangle$  y  $|2\rangle$  o doblete Autler-Townes como consecuencia de la intensidad del haz de enfriamiento. Se incluyen los caminos de transición de los estados vestidos a los niveles hiperfinos del nivel  $5D_{5/2}$ .



# Capítulo 2

## Diseño experimental.

El presente capítulo describe el proceso experimental realizado para la toma de espectros de rubidio 87 en una trampa magneto óptica para la transición con dos fotones del estado  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Comenzando con una explicación de los componentes y funcionamiento de la MOT tales como el sistema de vacío, la emisión de átomos y el campo magnético; se describe detalladamente el arreglo experimental para el enfriamiento de los átomos así como en el proceso de anclado y características de los láseres requeridos para la excitación de los átomos del estado base al estado excitado  $5P_{3/2}$ . La siguiente sección aborda el arreglo experimental utilizado para llevar los átomos de la MOT al estado  $5D_{5/2}$ , se describe la espectroscopía simple utilizada para sintonizar un láser de prueba de titanio zafiro a la frecuencia de transición deseada para rubidio 87, el arreglo óptico que se utilizó para hacer incidir el láser en la MOT así como el proceso de detección de fluorescencia. El capítulo continúa con una sección dedicada a la espectroscopía con dos fotones llevada a cabo en una celda con vapor de rubidio, se explica el arreglo óptico para la detección de fluorescencia así como el uso de un modulador acusto-óptico para la calibración de los espectros obtenidos. Adicionalmente se explica el batimiento realizado entre dos láseres de 780 nm, uno de ellos encargado del enfriamiento de los átomos de rubidio dentro de la MOT y el otro utilizado para llevar los átomos de rubidio al primer nivel excitado en una celda a temperatura ambiente. La sección final explica la forma en la que se generan los espectros de fluorescencia y las series de mediciones que se hicieron al variar la potencia y sintonía del láser de enfriamiento para cada uno de ellos.

## 2.1. Enfriamiento de los átomos en la MOT.

La trampa magneto óptica (MOT) consta de varios elementos para su funcionamiento: sistema de vacío, dispensador de átomos, generación de campo magnético así como el arreglo óptico y el anclado de láseres. A continuación se presenta una descripción de cada uno de los elementos mencionados.

### Sistema de vacío y dispensador de átomos.

La MOT consta de una cámara cuya presión es de aproximadamente  $1 \times 10^{-9}$  Torr y es mantenida a esta presión con una bomba iónica de vacío (BV). En su interior cuenta con un dispensador de átomos denominado *getter*, el cual es alimentado con dos fuentes de corriente que se encuentran conectadas en paralelo y controlan la corriente necesaria para la emisión de átomos. La corriente total suministrada al *getter* es la suma de las corrientes de las dos fuentes. Para un buen funcionamiento del mismo la corriente total debe de ser de aproximadamente 4 amperes.

### Generación de campo magnético.

La MOT hace uso de dos bobinas para la generación del campo magnético necesario para el buen confinamiento de los átomos. Este par de bobinas generan un campo magnético que varía con la posición de tal forma que en el centro de la cámara el campo vale cero por lo que al alejarse de este punto el campo aumenta linealmente con la posición, es decir, se tiene una región del espacio con un gradiente de campo magnético constante cercano a los  $15G/cm$  [19]. Así mismo hay pares de bobinas con las cuales se compensa el campo magnético de la tierra. Cada bobina está conectada a una fuente de corriente: para la bobina que compensa el campo magnético terrestre una corriente de aproximadamente 1.5 amperes funciona para el confinamiento, mientras que para la bobina restante el máximo es de 2.5 amperes llegando a ese máximo en pasos de medio ampere cada 5 minutos, esto debido a que si se sube la corriente de la bobina de confinamiento muy rápido las ventanas de la cámara pueden verse dañadas por un aumento rápido en la temperatura de las mismas.

La figura 2.1 muestra la tendencia y el valor máximo de campo magnético que se alcanza en las ventanas de la cámara al cambiar la corriente en las bobinas.

### Arreglo óptico y anclado de láseres.

Para que los átomos sean enfriados dentro de la MOT son necesarios dos láseres que interactúen con ellos en las seis direcciones posibles de la cámara: el láser de enfriamiento (desintonizado hacia el rojo con respecto a la transición  $5S_{1/2} : F = 2$  a  $5P_{3/2} : F' = 3$  para  $^{87}Rb$ ) y el láser de rebombado (anclado en  $5S_{1/2} : F = 1$  a  $5P_{3/2} : F' = 2$ ). El arreglo experimental usado en el proceso de atrapamiento de átomos se muestra en la figura 2.2.

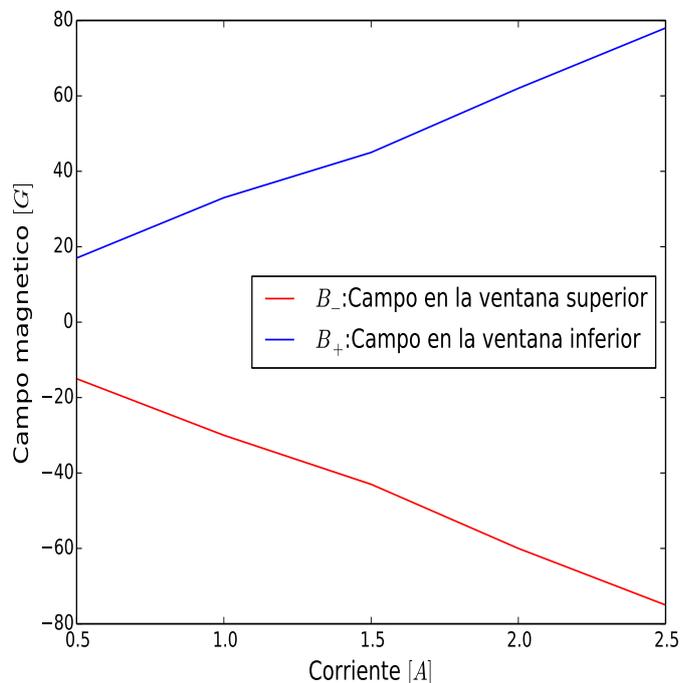


Figura 2.1: Gráfica del campo magnético medido en la ventana superior e inferior vs la corriente en las bobinas.

Inicialmente el láser de enfriamiento (LF) pasa por un primer divisor de haz (DH), el haz reflejado es dirigido por un espejo hacia la parte donde se lleva a cabo su espectroscopía de polarización (EP); mientras que el haz transmitido pasa por un segundo divisor de haz cuya parte reflejada se dirige hacia un medidor de potencia (MP), la segunda parte transmitida pasa por un tercer divisor de haz cuyo haz transmitido pasa por un cubo polarizador (CP). Simultáneamente el láser de bombeo (LB) pasa por un segundo cubo polarizador donde el haz transmitido se lleva a la zona en donde se desarrolla su espectroscopía de polarización y el haz reflejado se une al láser de enfriamiento en CP. Juntos son guiados por un espejo (E) hacia un tercer cubo en el que el haz reflejado (línea punteada) se dirige al centro de la MOT en dirección  $z$  pasando por una lámina polarizadora  $\lambda/4$  ubicada en la parte inferior de la cámara, este mismo haz es reflejado por un espejo ubicado arriba de la ventana superior de la MOT y atravesando un polarizador  $\lambda/4$  llega al centro de la cámara; el haz que transmitió el tercer cubo pasa a un cuarto cubo que dirige su haz reflejado hacia el centro de la MOT en dirección  $y$  pasando por

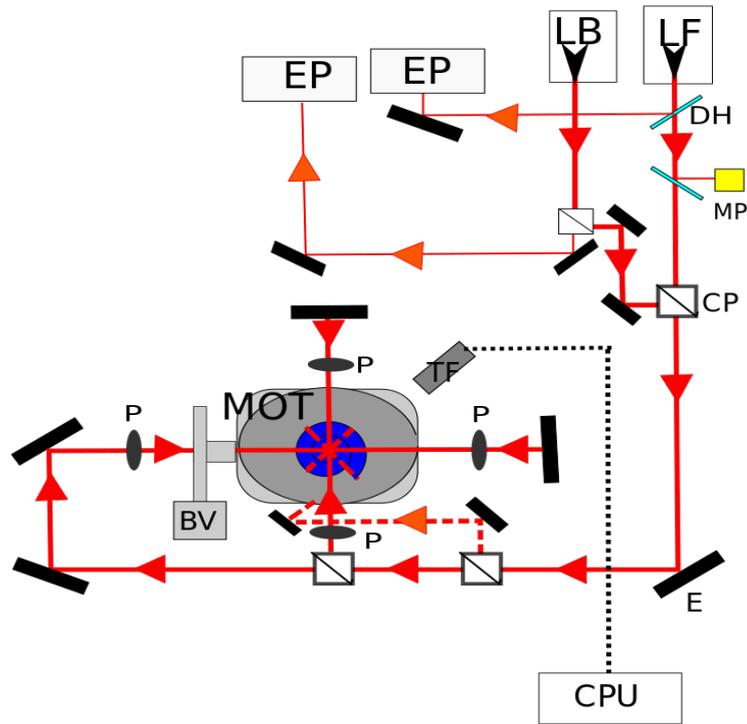


Figura 2.2: Arreglo experimental de la trampa magneto óptica (MOT). Los elementos ópticos en negro denotan espejos (E); los ovalados denotan placas retardadoras de un cuarto de longitud de onda (P), los cuadros blancos denotan cubos polarizadores (CP) y los elementos rectangulares azul claro denotan divisores de haz (DH). BV es la bomba iónica de vacío.

un polarizador de cuarto de onda para posteriormente ser reflejado por un espejo hacia el centro de la cámara pasando por una lámina de cuarto de onda en la misma dirección; el haz transmitido que proviene del cuarto cubo polarizador es guiado hacia el centro de la MOT por un par de espejos (E) en dirección  $x$ ; al igual que los haces que viajan en  $y$  y  $z$  atraviesa un polarizador  $\lambda/4$  y es reflejado por un espejo en la misma dirección atravesando otra lámina retardadora de cuarto de onda. La fluorescencia de  $420nm$  producida por la nube de átomos debido a su interacción con los láseres es detectada por un sistema óptico: filtro y lentes (tubo fotomultiplicador: TF). El tubo fotomultiplicador mantiene comunicación con un programa computacional con base en el lenguaje de Lab View que toma los espectros de fluorescencia, los cuales son graficados en tiempo real.

La potencia total del láser de enfriamiento que llega a los átomos fue es-

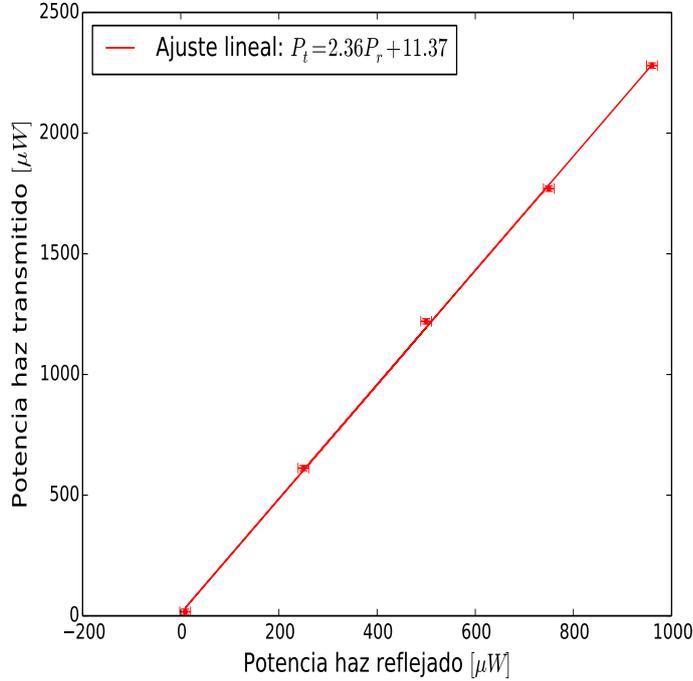


Figura 2.3: Gráfica: potencia del haz transmitido vs potencia del haz reflejado. La función de ajuste fue usada como calibración para determinar la potencia total del láser de atrapamiento que llega a los átomos.

timada tomando cinco valores de la potencia del haz transmitido que llegaba a la MOT y cinco valores de potencia del haz reflejado que sale del primer divisor de haz por el que pasa el láser de enfriamiento. Con estos datos se realizó un ajuste lineal cuya pendiente y ordenada al origen fueron agregadas a la potencia indicada por el medidor de potencia (MP), ver figura 2.3. Cabe mencionar que las barras de error se determinaron considerando qué tanto varió la potencia al momento de medirla en el medidor de potencia.

Los láseres usados para el funcionamiento de la MOT fueron dos láseres de diodo de cavidad extendida de 780 nm: El láser de enfriamiento (LF) que es el encargado de excitar a los átomos del estado  $5S_{1/2}F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 4$  para  $^{85}Rb$  o  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$  en  $^{87}Rb$  en una transición dipolar eléctrica y otro, llamado láser de bombeo (LB), construido en el laboratorio de átomos fríos del ICN que hace el rebombado de  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$  y  $5S_{1/2}F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 2$  para  $^{85}Rb$  y  $^{87}Rb$  respectivamente.

Ambos láseres cuentan con un módulo de control de temperatura fijo a

$18^{\circ}\text{C}$ , están conectados cada uno a su módulo de control de corriente del diodo y de voltaje de los piezoeléctricos. Al interior del láser el material piezoeléctrico permite rotar un espejo que en conjunto con una rejilla de difracción determinan la longitud de onda de la luz. Por consiguiente, si se suministran diferentes valores de voltaje al piezoeléctrico se está haciendo un barrido en voltaje y como resultado se obtienen diferentes frecuencias de la luz láser.

El módulo Vortex para el láser de enfriamiento controla tanto corriente como voltaje mientras que para el otro láser el módulo lightwave LDX-3525 controla la corriente y el módulo Burleigh controla el voltaje; para una descripción más detallada sobre cómo funcionan los módulos de control de voltaje ver [18]. Los controladores tanto de corriente como de voltaje para ambos láseres están conectados cada uno a un *sistema de servo control* que permite fijar una frecuencia para el láser, es decir, permite el anclado del mismo; estos servos están conectados a un generador de funciones (que provee una señal triangular necesaria para el barrido en voltaje del piezoeléctrico) y cada uno a un osciloscopio que permite observar la señal amplificada proveniente de los fotodiodos que reciben la señal de la espectroscopía de polarización de cada láser.

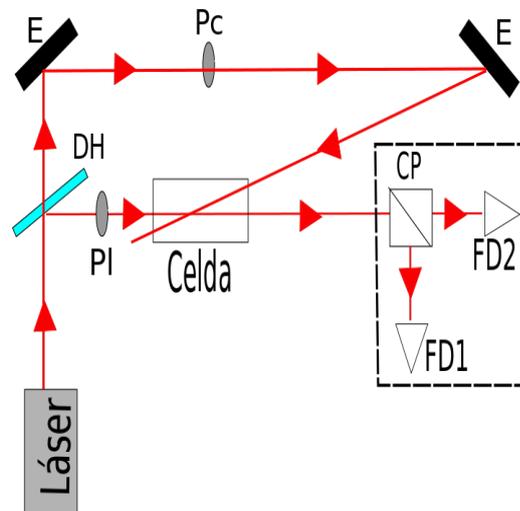


Figura 2.4: Arreglo experimental para la espectroscopía de polarización. E denota espejo; DH: divisor de haz; PC, PI: placa retardadora de un cuarto de longitud de onda y placa retardadora de media longitud de onda respectivamente; CP: cubo polarizador y FD: fotodiodo.

El arreglo experimental usado para la espectroscopía de polarización se

muestra en la figura 2.4 [12, 11].

El proceso que se sigue para el anclado de frecuencia en los láseres es el siguiente:

Para el láser de enfriamiento (LF) se enciende el módulo Vortex y se coloca inicialmente a un voltaje de 100 V de offset en el piezoeléctrico, es importante que el piezo reciba una señal positiva ya que si trabaja con voltajes negativos se puede dañar. Posteriormente se coloca la corriente del diodo a aproximadamente 83 mA. En el caso del láser de bombeo se lleva con el módulo Burleigh a un offset de 50 V y con el módulo lightwave a una corriente de 91 mA, posteriormente se le indica al generador de funciones 6 Hz en señal triangular. En seguida se gira la perilla de cada servo para abrir el barrido en voltaje de los láseres, de tal manera que en el osciloscopio se observen las curvas de dispersión provenientes de la espectroscopía de polarización. Estas curvas son el resultado de la resta entre la señal del haz transmitido y la señal del haz reflejado detectadas por los fotodiodos dentro de la espectroscopía de polarización y tienen la forma de la derivada del perfil de absorción lorentziano [12, 11].

Para ubicar una frecuencia del láser en el osciloscopio se varía la corriente del diodo o el voltaje de su piezoeléctrico con los módulos correspondientes. El orden de las curvas de dispersión para ambos isótopos de rubidio que permite su reconocimiento en el osciloscopio es el siguiente:  $^{87}\text{Rb}_{F=2}$ ,  $^{85}\text{Rb}_{F=3}$ ,  $^{85}\text{Rb}_{F=2}$ ,  $^{87}\text{Rb}_{F=1}$ . Una vez conocidas las señales se encuentra para rubidio 85 a  $F = 2$  en el láser de diodo y  $F = 3$  en el láser de enfriamiento. Mientras que para rubidio 87 se ubica la señal de  $F = 1$  en el láser de diodo y  $F = 2$  en el láser de enfriamiento.

En el presente experimento se trabajó con  $^{87}\text{Rb}$  cuyas curvas de dispersión tienen la forma mostrada en la figura 2.5.

Por otro lado, cada punto de las pendientes que unen a los puntos de inflexión de las curvas de dispersión son frecuencias que permiten las transiciones hiperfinas. Con las curvas de dispersión ubicadas sólo resta variar la corriente del diodo y el voltaje del piezo para cada uno de los láseres de tal forma que se ubique la señal en la frecuencia correspondiente a la transición deseada, una vez ubicada se cierra el barrido en el servo y se fija la frecuencia, es decir, queda anclado el láser. En el caso de  $^{87}\text{Rb}$  las estrellas amarillas indican dicha frecuencia tanto para el láser de enfriamiento como para el de bombeo.

De esta manera, con la unión del arreglo óptico y el anclado de láseres es posible formar una nube de átomos fríos de  $^{87}\text{Rb}$  en el interior de la MOT. En la Figura 2.6 se observa mediante una cámara CCD dirigida al interior de la trampa a una nube de aproximadamente veinte millones de átomos a una temperatura de alrededor de  $100\mu\text{K}$  [15, 19].

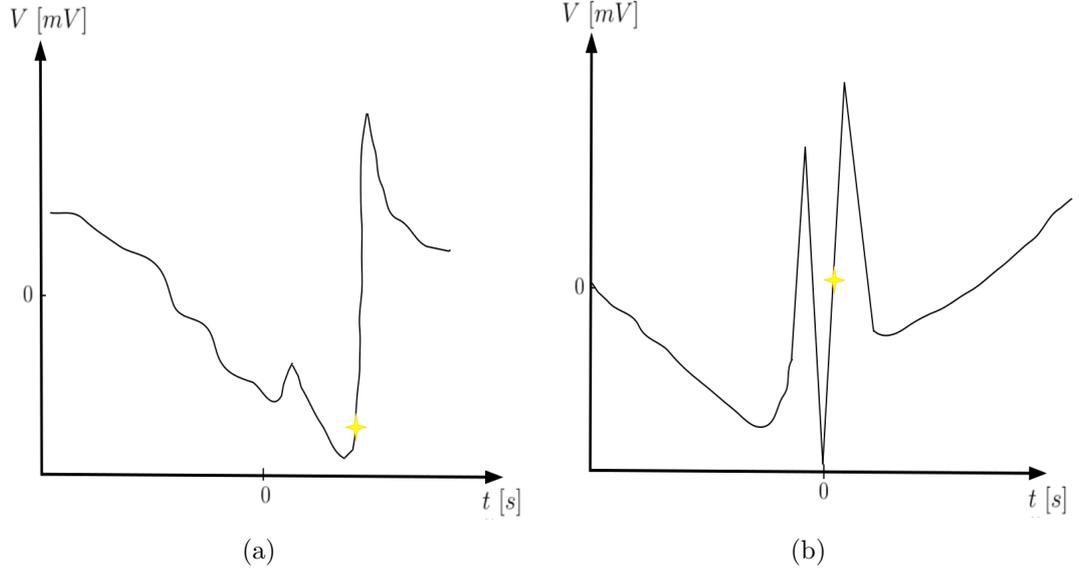


Figura 2.5: Curvas de dispersión para  $^{87}\text{Rb}$ . (a): Curva de dispersión con  $F = 2$  a  $F' = 3$ . (b): Curva de dispersión con  $F = 1$  a  $F' = 2$ . Las estrellas amarillas indican el punto de anclaje de ambos láseres de  $780\text{nm}$  para la formación de la nube de átomos fríos.

## 2.2. Espectroscopía de dos fotones en MOT.

Dentro de la trampa magneto óptica se tiene una transición con un fotón, es decir, los átomos son excitados del estado base  $5S_{1/2}$  al nivel excitado  $5P_{3/2}$ . Para una transición con dos fotones es necesario llevarlos de dicho nivel excitado a un nivel superior. En este trabajo ese nivel superior fue el estado  $5D_{5/2}$ , transición por la cual es emitido un fotón de  $420\text{ nm}$  debido al decaimiento al nivel  $6P_{3/2}$  y posteriormente al estado base. Esta segunda transición ocurre a una longitud de onda de  $776\text{ nm}$ . Para ello se utilizó un láser de prueba (LP) de titanio zafiro (TiS) de longitud de onda variable. Al hacer interactuar a los átomos que se encuentran en el interior de la MOT con un láser de  $776\text{ nm}$  se presentan las siguientes transiciones hiperfinas en  $^{87}\text{Rb}$ :  $F = 2 \rightarrow F'' = 4$ ,  $F = 2 \rightarrow F'' = 3$  y  $F = 2 \rightarrow F'' = 2$ ; para resolver estas transiciones inicialmente se hace incidir el haz de prueba de TiS en un medidor de longitud de onda digital (Bristol) con el cual se lleva al láser a una longitud de onda de  $775.98\text{ nm}$ . Posteriormente se buscan los pozos de espectroscopía para ambos isótopos con ayuda de una celda con vapor de rubidio (C2), un fotodiodo para la detección de fluorescencia (FD), un generador de funciones con una señal triangular de  $6\text{Hz}$ , un amplificador y un osciloscopio (O). El arreglo experimental consistió en hacer pasar el

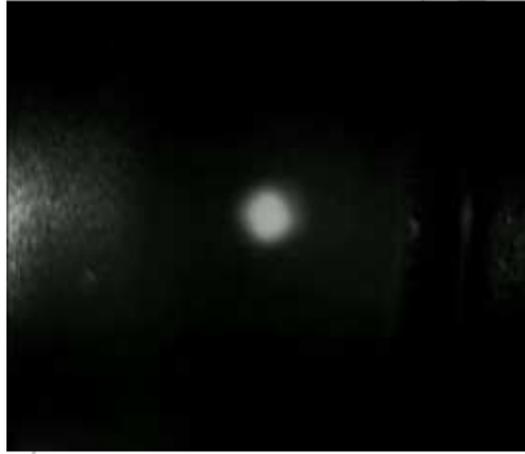


Figura 2.6: Fotografía infrarroja de una nube de átomos de  $^{87}\text{Rb}$ .

láser de  $780\text{nm}$  por dos cubos polarizadores, el haz transmitido entra en la celda con vapor de rubidio cuya fluorescencia es detectada por un fotodiodo y la señal de la espectroscopía simple se aprecia en el osciloscopio, figura 2.7. Variando un poco la longitud de onda del láser de prueba, se centra la señal de  $776\text{nm}$  en el pozo más pequeño que corresponde al isótopo de  $^{87}\text{Rb}$ . Una vez ubicado el pozo se sustituye el barrido de voltaje que se da con el generador de funciones al láser de prueba, por el barrido que proporciona el programa en Lab View que toma la fluorescencia de la MOT.

Una vez sintonizado, el láser de prueba de titanio zafiro (LP) es guiado hacia la cámara pasando por una serie de espejos y es dirigido hacia el interior de la MOT llevando los átomos a un segundo estado excitado; la fluorescencia es detectada por un sistema óptico: filtro y lentes (TF) en comunicación con el CPU que contiene el programa que toma los espectros de fluorescencia. La potencia del láser de prueba es registrada por un medidor de potencia (MP) una vez que sale de la cámara. Figura 2.8.

### 2.3. Espectroscopía de dos fotones en una celda con vapor de rubidio.

El proceso de excitar los átomos de rubidio 87 del estado base al segundo estado excitado también se realizó en una celda con vapor de rubidio a temperatura ambiente. El arreglo experimental para este caso se muestra en la figura 2.9 y consistió en hacer incidir el láser de referencia (LR) de  $780\text{ nm}$  que permite la transición  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$ , en un primer cubo

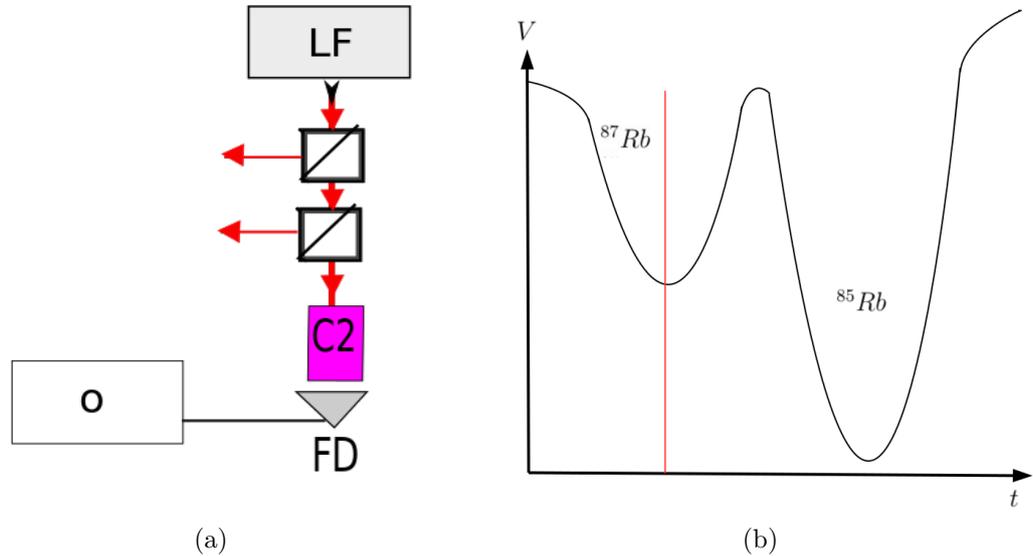


Figura 2.7: (a) :Arreglo experimental para la espectroscopía simple de  $780\text{nm}$ . O es el osciloscopio donde son observados los pozos Doppler.(b):Pozos Doppler. La línea roja indica el punto a ubicar la señal del láser de  $776\text{nm}$ .

polarizador; la parte reflejada se destina a la espectroscopía de polarización (EP), mientras que la parte transmitida pasa por un segundo cubo polarizador donde el haz reflejado atraviesa una celda con vapor de rubidio (C1). Simultáneamente el haz de prueba previamente sintonizado a aproximadamente  $776\text{ nm}$  llega a un modulador acusto-óptico (AOM por sus siglas en inglés). Dentro del modulador, el haz de prueba es difractado produciéndose un segundo haz de  $776\text{nm}$  modulado en amplitud, dirección y frecuencia. Ambos haces pasan contrapropagantes al haz de referencia dentro de la celda con rubidio, produciéndose dos señales de fluorescencia que servirán como método de calibración de voltaje a frecuencia ya que los espectros obtenidos inicialmente se obtienen como función del voltaje de barrido dado al piezoeléctrico del láser de prueba. La fluorescencia en el interior de la celda es medida por un tubo fotomultiplicador (TF) que está en comunicación con el programa de Lab View que registra los espectros, por lo que tanto la espectroscopía de átomos fríos que sucede en la MOT, como la que sucede dentro de la celda son vistas simultáneamente y en tiempo real en la computadora (CPU)

### Calibración.

Todos los espectros que toma el programa con base en LabView están dados en términos de fluorescencia contra voltaje del piezoeléctrico del láser de

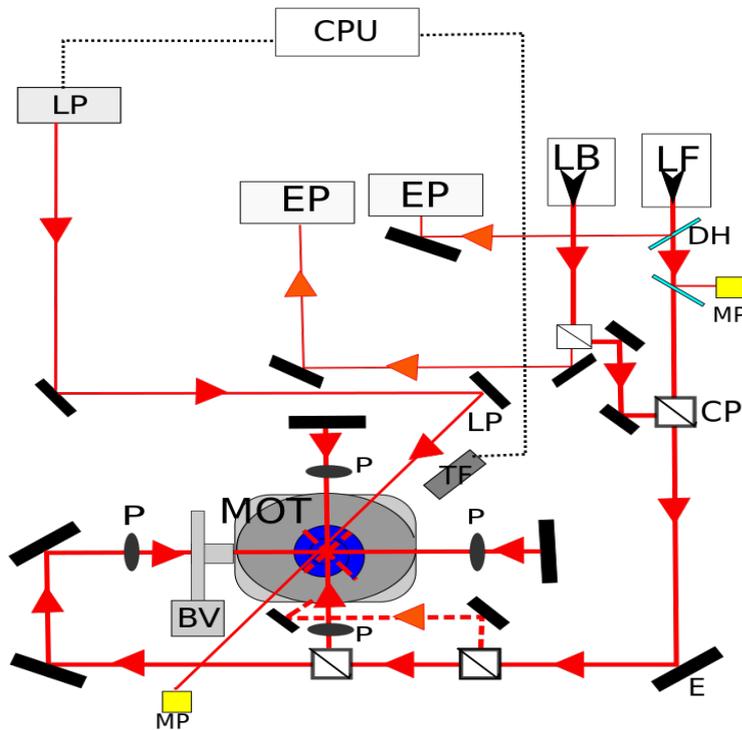


Figura 2.8: Arreglo experimental de la llegada del haz de prueba (TiS) a la MOT. E denota espejo; DH: divisor de haz; P: placa retardadora de un cuarto de longitud de onda; CP: cubo polarizador.

prueba. Por lo que se hizo pasar dicho láser por un modulador acusto-óptico. Un haz difractado de  $776\text{nm}$  proveniente del AOM modulado en frecuencia es dirigido junto con otro haz de  $776\text{nm}$  no modulado en frecuencia al interior de la celda con vapor de rubidio a temperatura ambiente donde llegan contrapropagantes al láser de referencia generándose dentro de la celda dos señales de fluorescencia de  $420\text{nm}$  desplazadas en frecuencia. La diferencia entre ambas señales sirve como método de calibración para hacer el cambio de voltaje a frecuencia. Un modulador acusto-óptico (AOM) es un dispositivo en el cual la luz interactúa con ondas acústicas, dichas ondas son generadas al hacer vibrar el material del que está hecho el AOM ocasionando que su índice de refracción cambie y como consecuencia la luz incidente sea difractada, permitiendo que los haces difractados sean modulados en amplitud, dirección y frecuencia; particularmente debido a los movimientos periódicos que cada plano del material tiene al vibrar, la frecuencia del haz de luz difractado se ve afectada por el efecto Doppler [20, 21]. La figura 2.10 muestra la señal de es-

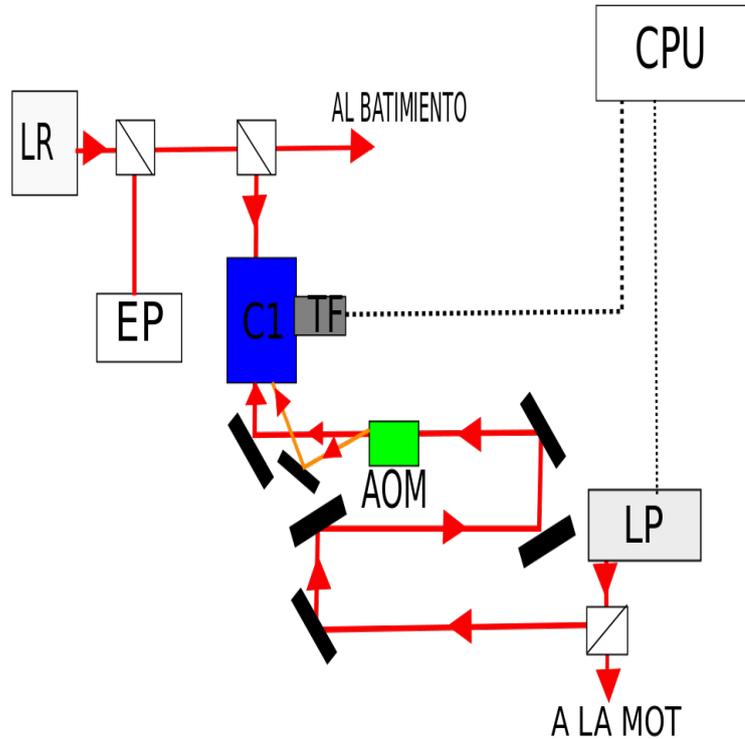


Figura 2.9: Arreglo experimental de la espectroscopía de dos fotones dentro de una celda con vapor de rubidio; los elementos ópticos en negro denotan espejos mientras que los cuadros blancos denotan cubos polarizadores. Ver sección 2.3 para más detalles sobre cada abreviatura de los elementos ópticos y aparatos.

pectroscopia medida en el tubo fotomultiplicador proveniente de la celda con vapor de rubidio. El factor con unidades de frecuencia mostrado es conocido directamente por el controlador de radio frecuencia del AOM y representa la diferencia en frecuencia entre el pico más alto del haz modulado y el pico más alto del haz no modulado, separación que es  $2RF = |339.86|MHz$  donde  $RF$  es la señal de radio frecuencia del modulador. Así mismo el factor de  $0.144V$  representa la diferencia en voltaje de barrido dado al piezoeléctrico entre el pico más alto del haz modulado y el pico más alto del haz no modulado, se obtiene de restar directamente sus posiciones en el eje  $x$ . Por lo anterior, el factor de calibración para pasar el voltaje de barrido dado al piezoeléctrico a unidades de frecuencia fue de  $\frac{-339.86}{0.144} \frac{MHz}{V}$ . El modulador acusto-óptico que se utilizó para el presente experimento fue un AOM ISOMET 1250C con frecuencia central de  $200MHz$  sintonizable de  $150MHz$  a  $250MHz$ .

### Batimiento.

### 2.3. ESPECTROSCOPIA DE DOS FOTONES EN UNA CELDA CON VAPOR DE RUBIDIO.31

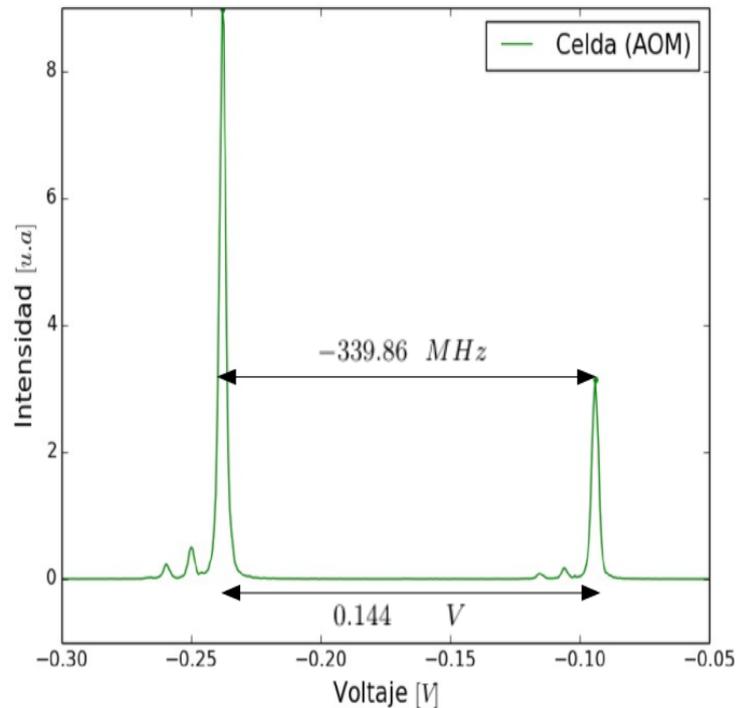


Figura 2.10: Señal de espectroscopia dada por el tubo fotomultiplicador proveniente de la celda con vapor de rubidio. Se muestra la señal de espectroscopia generada por el haz modulado de  $776\text{nm}$  y la generada por el haz de  $776\text{nm}$  no modulado. El eje  $x$  cuantifica el voltaje de barrido dado al piezoeléctrico del láser de prueba mientras que el eje  $y$  cuantifica la fluorescencia o intensidad de la señal de espectroscopia.

Por el funcionamiento de la MOT, el láser de enfriamiento está desintonizado hacia el rojo. En este caso, para conocer cuál es su desintonía fue necesario medir una desintonía  $\delta_0$  que fuera posible variar y así tomar espectros en función de ella. Para obtener dicha desintonía se hizo un batimiento entre los dos láseres de  $780\text{ nm}$ : láser de enfriamiento y láser de referencia y se tomó como la diferencia de frecuencia entre ambas señales dada por el analizador de espectros:  $\delta_0 = \delta_{\text{enfriamiento}} - \delta_{\text{referencia}}$ , ver figura 2.11. Por lo anterior, la desintonía  $\delta$  mostrada en la Figura 1.6 pasa a ser aproximadamente  $\delta_0$  en el experimento.

El láser de referencia (LR) pasa por dos cubos polarizadores, la parte transmitida atraviesa un divisor de haz donde se une al láser de enfriamiento (LF), juntos se reflejan en un espejo llegando a un fotodiodo rápido (FR)

cuya señal es recibida por un analizador de espectros (AE). Dado que el espectro tiene la forma de una distribución gaussiana y debido a que la diferencia entre las señales se obtiene directamente del analizador de espectros se consideró como valor de error en la desintonía del láser New Focus a la desviación estándar, la cual tuvo un valor de  $2.065\text{MHz}$  y se obtuvo de hacer un ajuste gaussiano al espectro experimental.

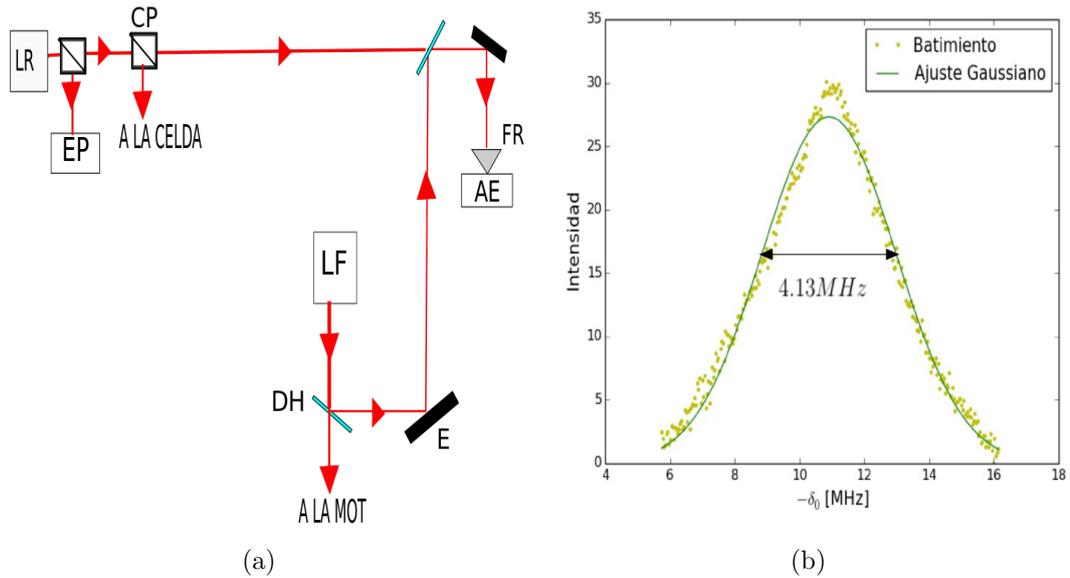


Figura 2.11: (a) :Arreglo experimental para el batimiento entre el láser de enfriamiento (LF) y el láser de referencia (LR). (b) :Diferencia entre el espectro del láser de enfriamiento y el láser de referencia mostrada por el analizador de espectros.

## 2.4. Adquisición de espectros: montaje final

La figura 2.12 muestra el arreglo experimental completo usado para la toma de espectros de una transición con dos fotones,  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  para  $^{87}\text{Rb}$  en una trampa magneto óptica (MOT).

Una vez generados los espectros se realizaron dos series de mediciones:

**Variación de la potencia del láser de enfriamiento.** En este caso los espectros se tomaron variando la intensidad del haz que llegaba a la MOT. En el proceso de medición se usó un divisor de haz justo a la salida del láser, el porta objetos transmitió la mayor cantidad de luz hacia la MOT y el haz

reflejado se enfocó en un medidor de potencia, conforme se varió la polarización se iban registrando los diferentes espectros y sus respectivas potencias. Como ya se mencionó, para conocer la potencia total que llegaba a la nube de átomos, se tomaron cinco valores de la potencia del haz transmitido que llegaba a la MOT y cinco valores de potencia del haz reflejado, con estos datos se realizó un ajuste lineal cuya pendiente y ordenada al origen fueron agregadas a cada una de las potencias tomadas por espectro. En esta serie se tomaron 28 espectros.

Con el objetivo de quitar la señal de fondo y solamente tener fluorescencia de átomos fríos las series de espectros con variación en potencia del láser de enfriamiento se llevaron a cabo simultáneamente para los átomos térmicos existentes en la MOT, lo anterior consistió en bloquear el láser de diodo encargado del rebombado; así no se enfriarían los átomos en la trampa magneto óptica y la fluorescencia solamente provendría de los átomos térmicos excitados dentro de la cámara.

**Variación de la desintonía ( $\delta_0$ ).** Esta serie de espectros se tomó variando la desintonía  $\delta_0$  y manteniendo la potencia del láser de enfriamiento, es decir, se varió el punto en frecuencia donde es anclado el láser de enfriamiento dejando fijo el anclado del láser de referencia. En esta serie se tomaron 29 espectros.

El experimento fue realizado con las luces del laboratorio apagadas con el fin de eliminar ruido en las señales. En los espectros vistos en tiempo real se pudo apreciar el doblete Autler-Townes o desdoblamiento en dos componentes del primer pico correspondiente a la transición  $F = 2$  a  $F' = 3$  a  $F'' = 4$ , provocado por la intensidad del láser de atrapamiento. El resto de los picos, aunque son afectados por la variación de ambas componentes de radiación no mostraron el desdoblamiento evidente.



# Capítulo 3

## Resultados.

La trampa magneto óptica (MOT) por medio de un arreglo de láseres así como de un gradiente de campo magnético, enfría y atrapa a los átomos de rubidio; un efecto adicional de su interacción con la luz es que los átomos son excitados repetidamente del estado base  $5S_{1/2}$  al estado excitado  $5P_{3/2}$ , transición dipolar eléctrica llevada a cabo por el átomo al interactuar con un fotón a una longitud de onda de  $780\text{ nm}$ . Para lograr una transición con dos fotones se necesita excitar los átomos del estado  $5P_{3/2}$  a un nivel superior, en el presente trabajo dicho nivel superior fue el estado excitado  $5D_{5/2}$ , transición dipolar eléctrica que ocurre a una longitud de onda de  $776\text{ nm}$ . En este capítulo se presentan y analizan los espectros de fluorescencia y los cambios producidos por el efecto Stark dinámico para el isótopo de  $^{87}\text{Rb}$  en una trampa magneto óptica. Comenzando con la explicación correspondiente al ajuste de los datos siguiendo con un análisis de la variación de los parámetros correspondientes a cada pico de transición amplitud, ancho y posición, en función de las variables del experimento: potencia y desintonía del láser de atrapamiento de  $780\text{ nm}$ .

### 3.1. Ajuste de datos.

El proceso de ajuste para los espectros de la MOT y la celda comienza realizando la calibración de voltaje a frecuencia, posteriormente el ajuste que se lleva a cabo en los espectros es un ajuste de suma de funciones lorentzianas para los picos de transiciones atómicas obteniéndose las posiciones, alturas y anchos. Así mismo se elaboró una gráfica de residuos entre el modelo ajustado y los datos experimentales de la MOT para determinar la calidad del ajuste. Es importante mencionar que para el caso de los espectros con varia-

ción en potencia del láser de enfriamiento, además de los espectros tomados de los átomos fríos se tomaron espectros de los átomos térmicos no atrapados en la MOT, esto debido a que dentro de la trampa magneto-óptica los átomos viajan en todas direcciones, algunos de ellos son enfriados y confinados en el centro de la trampa por el arreglo de láseres y el gradiente de campo magnético, formándose lo que denominamos nube de átomos fríos. Sin embargo cierta cantidad de átomos queda fuera de la nube, estos átomos son llamados átomos térmicos y también son excitados por el láser de enfriamiento teniéndose así una fluorescencia adicional que es independiente de la fluorescencia debida a los átomos fríos. La contribución de los átomos térmicos a la señal de los átomos fríos es alrededor del 10 % en intensidad; un ejemplo del espectro de átomos térmicos es 3.1. Por lo anterior, para tener un espectro de sólo átomos fríos se realizó un ajuste gaussiano a los espectros de los átomos térmicos y se restó la curva ajustada a la señal de los átomos fríos. Todo el proceso de ajuste se llevó a cabo en un programa con base en el lenguaje de Python, para el ajuste de la suma de funciones lorentzianas se hizo uso de la función *curve\_fit* la cual lleva a cabo el ajuste mediante el método de mínimos cuadrados no lineales y proporciona el error de cada parámetro de ajuste como su desviación estandar [22].

Para hacer una comparación entre los espectros de la celda y de la MOT se graficaron sobre los espectros de la celda líneas verticales que indican la posición en frecuencia proveniente del ajuste de cada pico de transición atómica. En el caso de la MOT los diamantes mostrados en los espectros indican la altura y posición en frecuencia provenientes del ajuste para cada pico de transición atómica. Se puede observar que la línea continua azul ajusta bien los datos experimentales sin embargo los diamantes que indican la posición y altura de cada pico de transición en la MOT se encuentran por debajo de la línea continua azul; lo anterior tiene su origen en la forma en que se realizó el ajuste, ya que al haberse ajustado una función lorentziana para cada uno de los picos de tal manera que el ajuste total fuera una suma de tres o cuatro lorentzianas, cada uno de los picos ajustados tiene una contribución en altura del pico contiguo. Este hecho es más evidente en los primeros dos picos de transición en la MOT debido a que el primer pico aparece como consecuencia de la presencia del efecto Stark dinámico. En la siguiente sección de este capítulo se presenta una discusión más detallada de los espectros asociados a los átomos fríos. El resto de los espectros por cada serie son presentados en un apéndice de este trabajo.

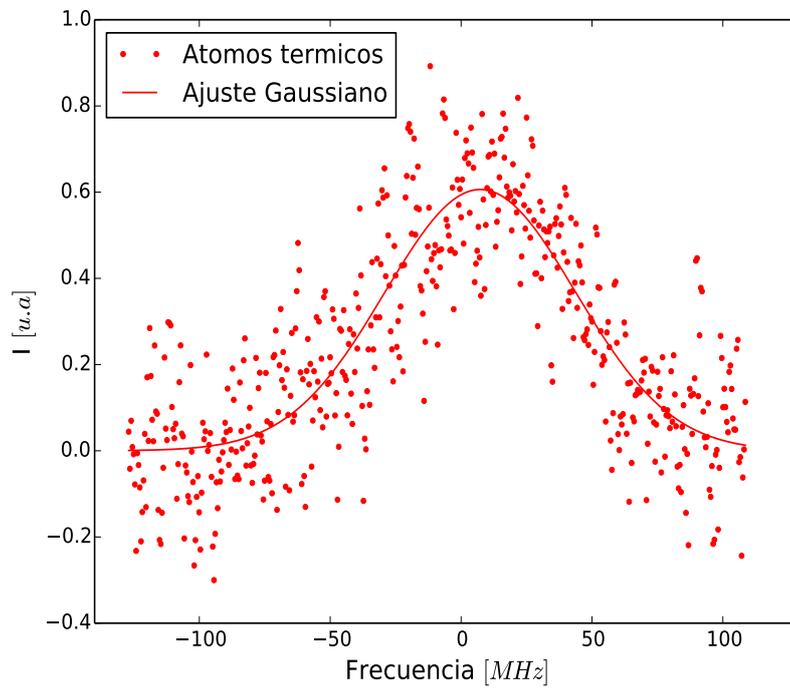


Figura 3.1: Espectro de los átomos térmicos no atrapados en la MOT para una potencia de  $2356.5\mu W$ . Los parámetros de ajuste para la curva gaussiana son altura:  $0.60(14)$ , ancho:  $36.4(10)$  y centro:  $7.3(16)$

### 3.1.1. Espectros con variación en potencia.

Las figuras 3.2 a 3.5 presentan la serie de espectros y ajustes correspondientes a la variación en potencia del láser de enfriamiento. Los espectros obtenidos muestran la aparición de un pico de transición extra debido a que conforme aumentó la potencia se fue observando la presencia del doblete Autler-Townes debido al efecto Stark AC. En esta serie la desintonía entre el láser de enfriamiento y el láser de prueba se mantuvo a  $-8MHz$  y la potencia del láser de prueba se mantuvo en aproximadamente  $60\mu W$ . La intensidad  $I$  del láser fue calculada de forma muy aproximada tomando un radio para el mismo de  $2mm$ . En la gráfica de residuos mostrada debajo de cada uno de los espectros se puede apreciar que la diferencia entre los puntos del modelo ajustado y los datos experimentales para el caso de la MOT es pequeña por lo que la calidad del ajuste es buena.

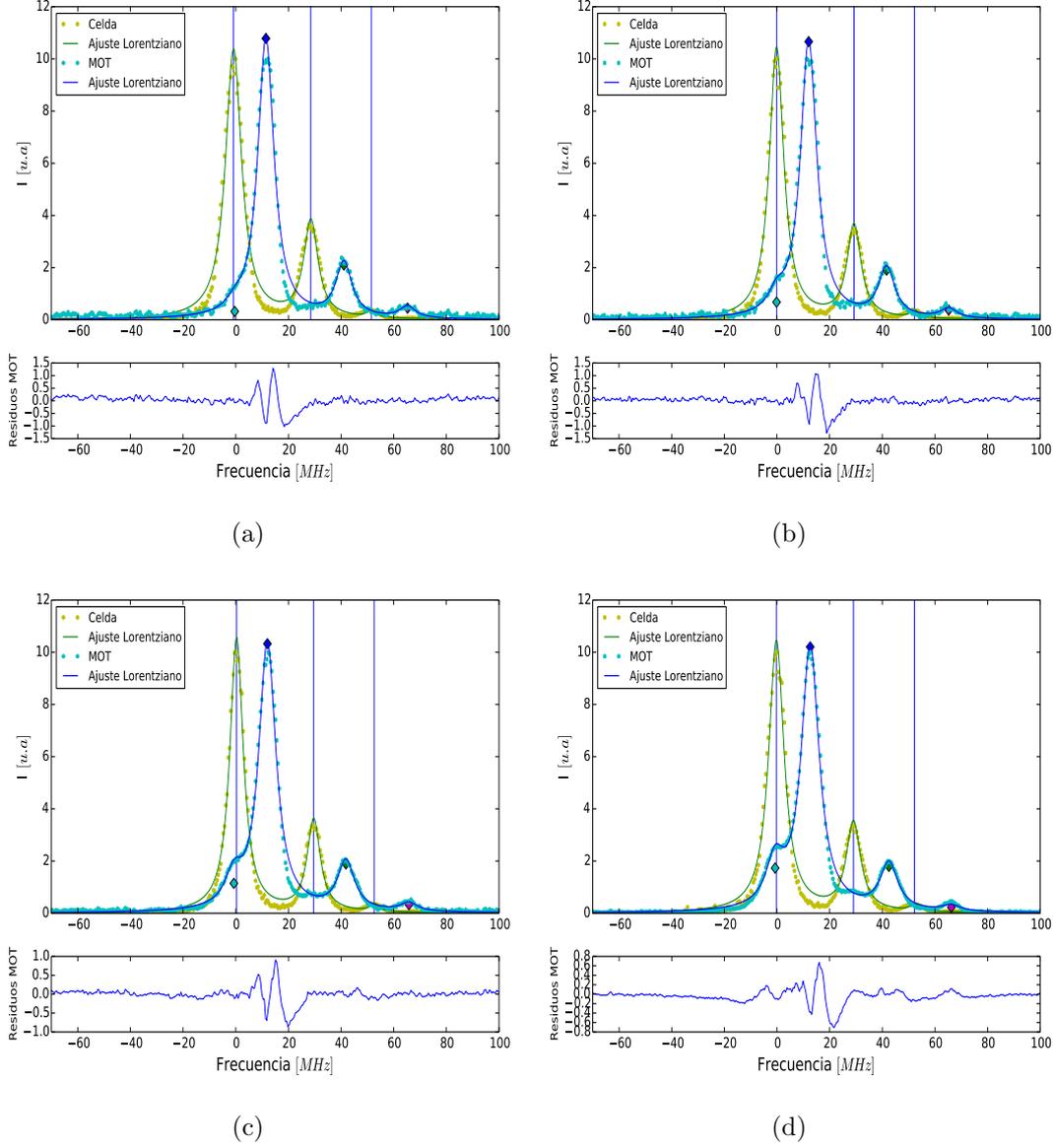


Figura 3.2: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8\text{MHz}$  son: (a) :  $247.9\mu\text{W}$  ( $19.6\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (b) :  $326.1\mu\text{W}$  ( $25.8\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (c) :  $415.5\mu\text{W}$  ( $33.4\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (d) :  $570.3\mu\text{W}$  ( $45.3\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

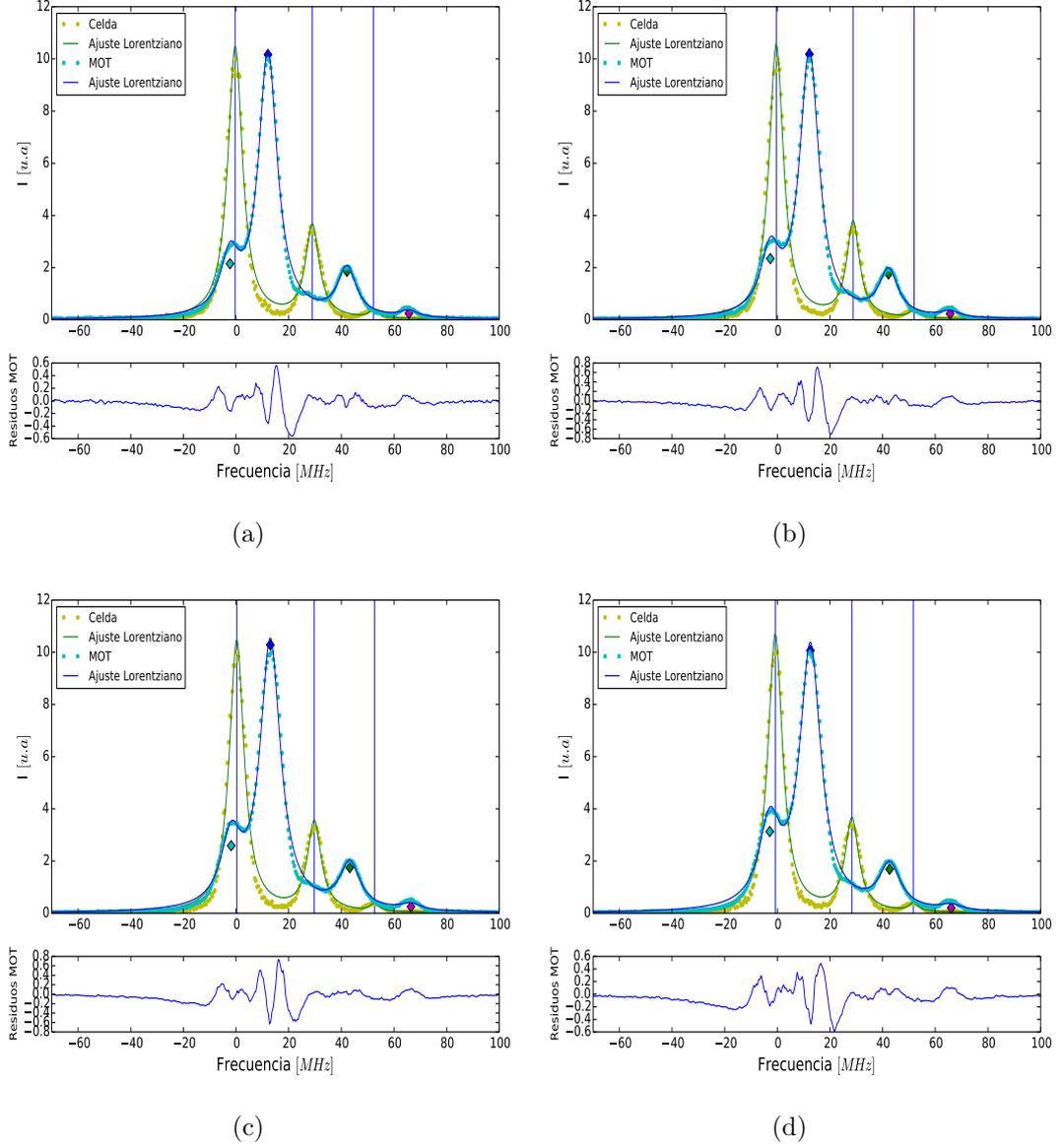


Figura 3.3: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F' = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8\text{MHz}$  son: (a) :  $687.5\mu\text{W}$  ( $54.7\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (b) :  $750.3\mu\text{W}$  ( $59.5\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (c) :  $815.9\mu\text{W}$  ( $64.8\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (d) :  $955.3\mu\text{W}$  ( $76.3\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

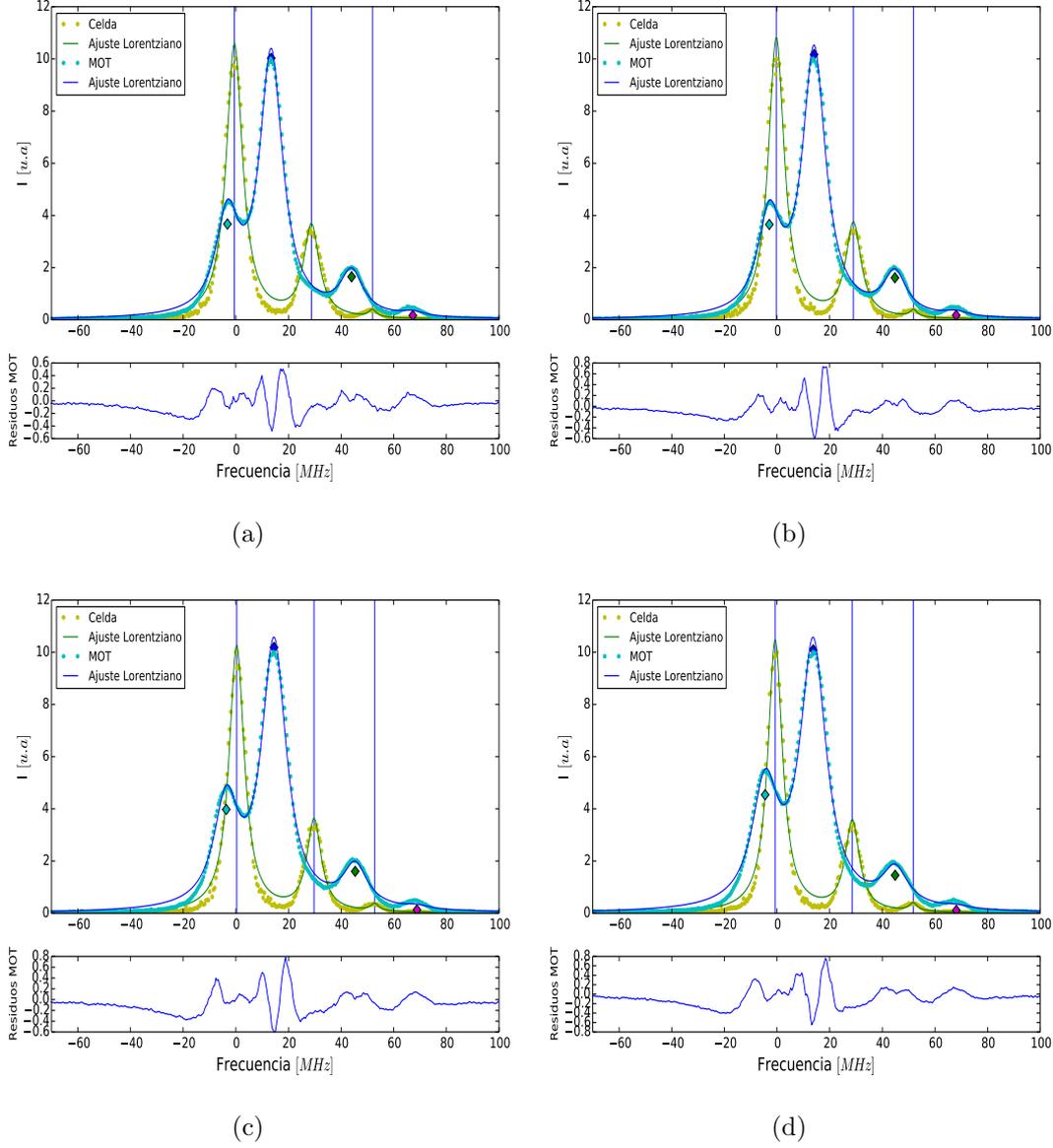


Figura 3.4: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$  son: (a) :  $1185.4\mu W$  ( $94.4\mu W/mm^2$ ). (b) :  $1267.7\mu W$  ( $100.8\mu W/mm^2$ ). (c) :  $1440.6\mu W$  ( $114.6\mu W/mm^2$ ). (d) :  $1624.6\mu W$  ( $129.3\mu W/mm^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

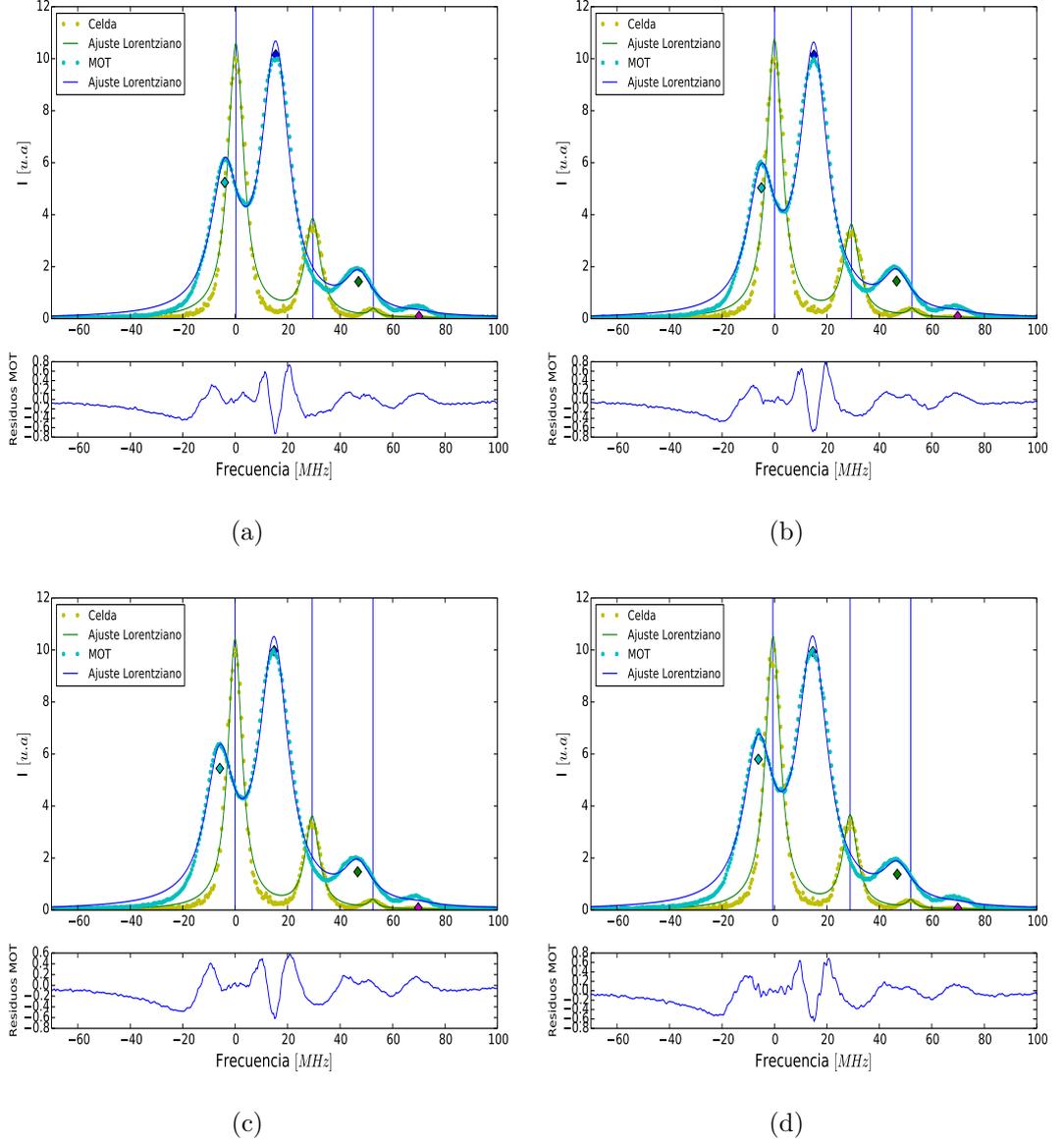


Figura 3.5: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \longrightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1 \rangle \longrightarrow F'' = 4$ ,  $|2 \rangle \longrightarrow F'' = 4$ ,  $|2 \rangle \longrightarrow F'' = 3$  y  $|2 \rangle \longrightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$  son: (a) :  $1921.6\mu W$  ( $159.9\mu W/mm^2$ ). (b) :  $2026.1\mu W$  ( $161.3\mu W/mm^2$ ). (c) :  $2243.6\mu W$  ( $178.6\mu W/mm^2$ ). (d) :  $2356.5\mu W$  ( $187.5\mu W/mm^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

### 3.1.2. Espectros con variación en desintonía $\delta_0$ .

Las figuras 3.6 a 3.9 corresponden a la serie de espectros donde se cambió la sintonía del láser de atrapamiento. Los espectros obtenidos muestran la presencia del doblete Autler-Townes y la asimetría que presenta conforme se varía la sintonía del láser de enfriamiento. En estas tomas la desintonía es cuantificada a partir de la diferencia en frecuencia entre los láseres enfriamiento y de referencia. Para esta serie la potencia del láser enfriamiento se mantuvo en aproximadamente  $500\mu W$  y la del láser de prueba en aproximadamente  $60\mu W$ . Para poder apreciar mejor el efecto que tiene la variación de la desintonía sobre el doblete Autler-Townes se eligió una potencia de  $500\mu W$  debido a que fue la menor potencia a la que se apreciaba mejor el desdoblamiento. En la gráfica de residuos mostrada debajo de cada uno de los espectros se puede apreciar que la diferencia entre los puntos del modelo ajustado y los datos experimentales para el caso de la MOT es pequeña por lo que la calidad del ajuste es buena.

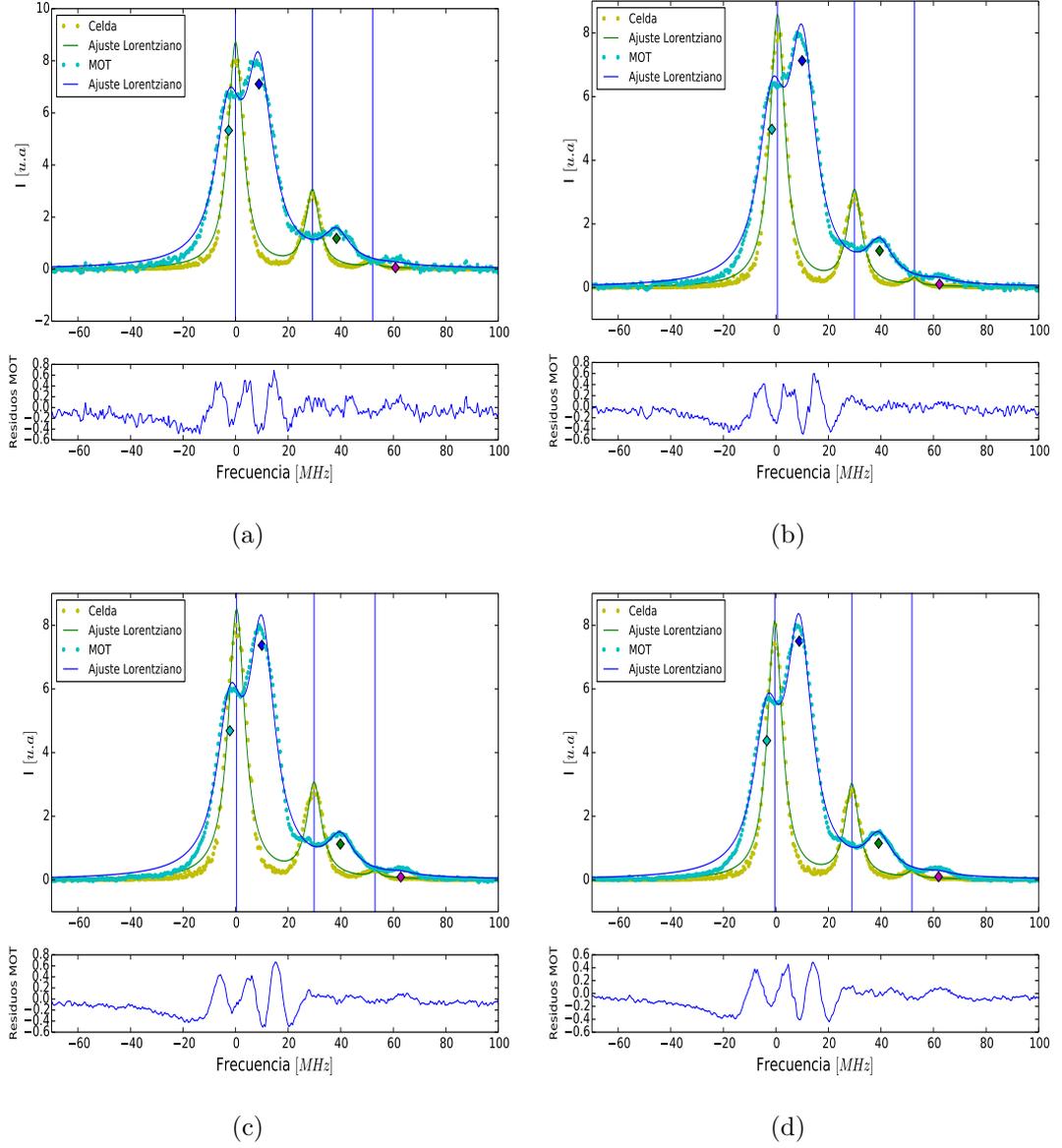


Figura 3.6: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu W$  son: (a) :  $-5.82MHz$ . (b) :  $-6.47MHz$ . (c) :  $-7.22MHz$ . (d) :  $-7.5MHz$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

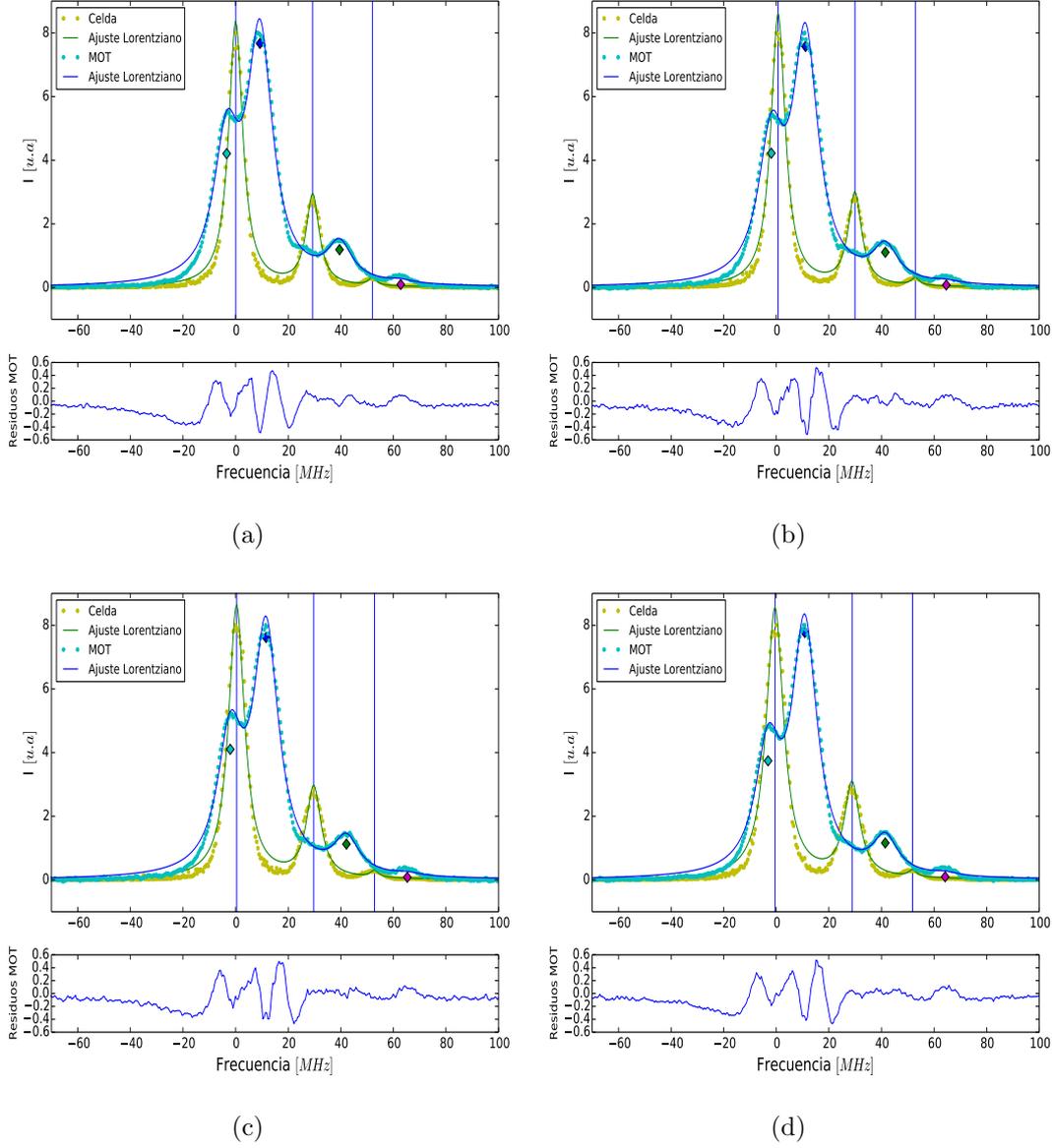


Figura 3.7: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F' = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu\text{W}$  son: (a) :  $-8.0\text{MHz}$ . (b) :  $-8.21\text{MHz}$ . (c) :  $-8.58\text{MHz}$ . (d) :  $-9.0\text{MHz}$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

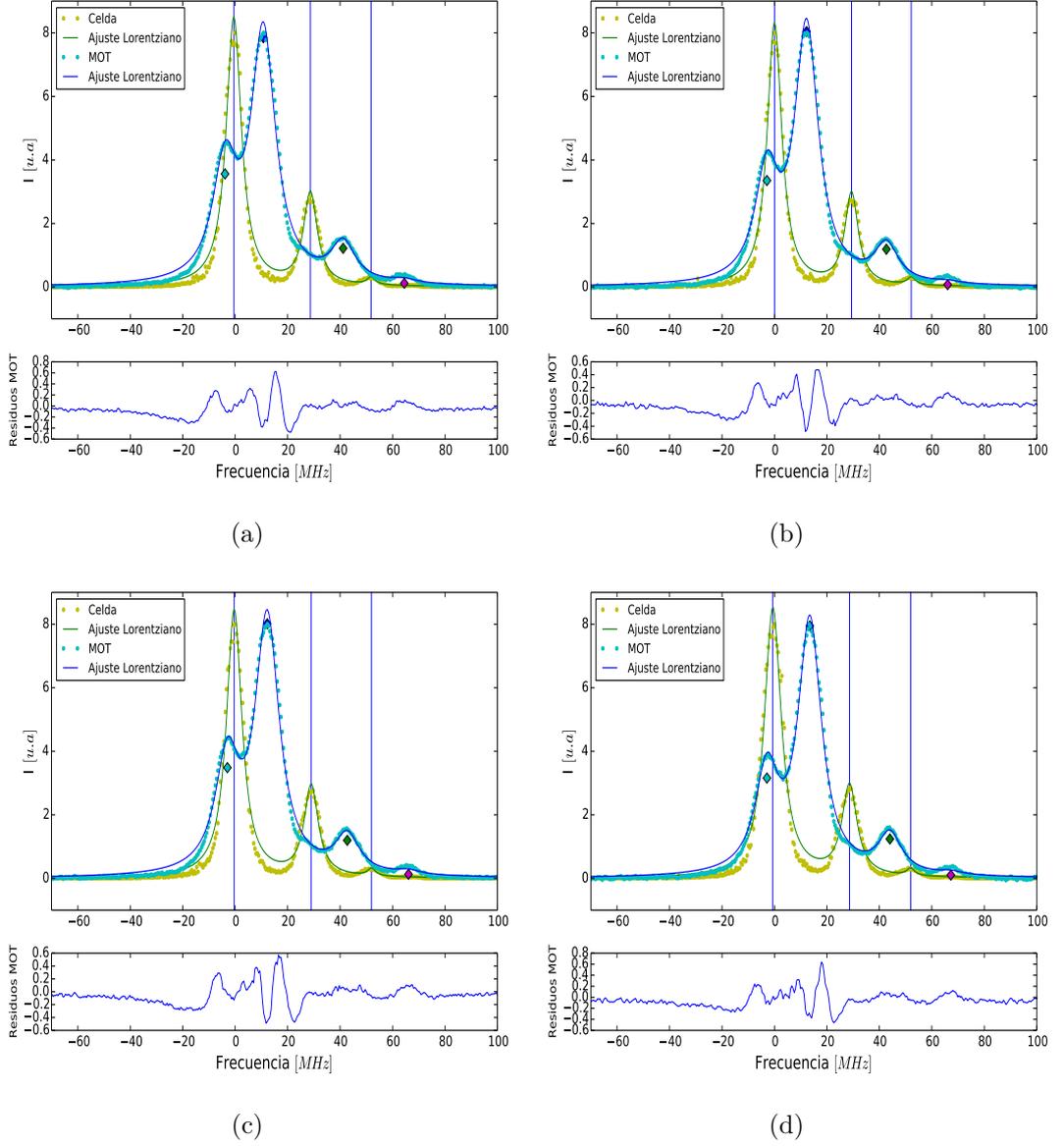


Figura 3.8: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu\text{W}$  son: (a) :  $-9.29\text{MHz}$ . (b) :  $-9.76\text{MHz}$ . (c) :  $-10.2\text{MHz}$ . (d) :  $-11.2\text{MHz}$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

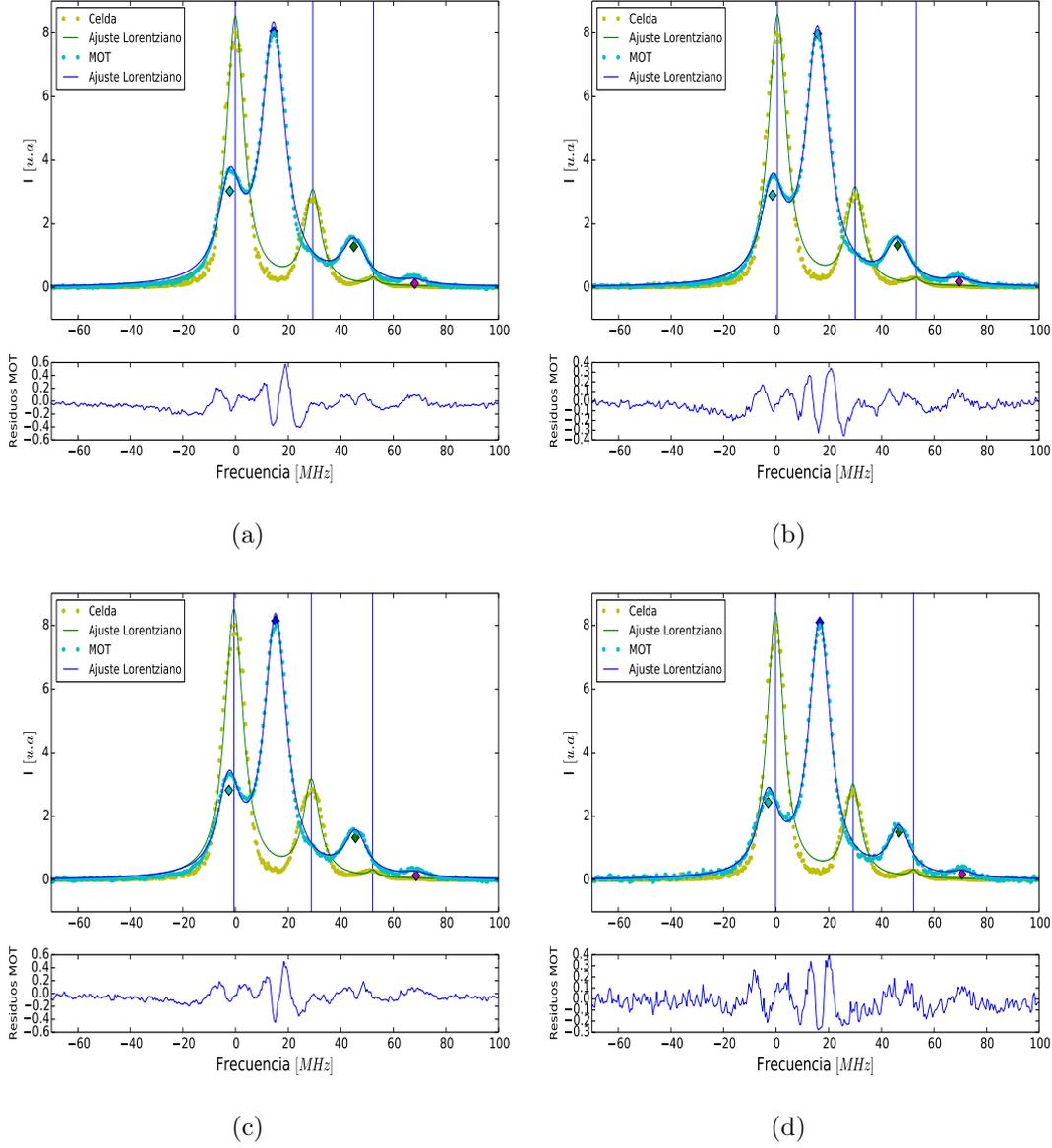


Figura 3.9: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu W$  son: (a) :  $-11.85MHz$ . (b) :  $-12.67MHz$ . (c) :  $-13.7MHz$ . (d) :  $-15.01MHz$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

## 3.2. Discusión.

El desdoblamiento de las líneas espectrales o doblete Autler-Townes mostrado en los espectros de fluorescencia de  $420nm$  presentados en las secciones anteriores es debido al efecto Stark AC. Este efecto es generado por el campo eléctrico oscilante del haz de enfriamiento, el acoplamiento es muy intenso lo que produce un desdoblamiento en los niveles de energía. Este desdoblamiento tiene una separación que es proporcional a la frecuencia de Rabi debida al campo eléctrico del haz de enfriamiento; así mismo la asimetría existente entre los miembros del doblete permite cuantificar la desintonía del láser de enfriamiento respecto a la transición cíclica de  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3$  en rubidio 87.

Por lo tanto, al variar alguno de los dos parámetros (potencia y desintonía) es de esperar que se modifique la estructura del espectro de emisión de la fluorescencia de  $420nm$ . El ajuste de suma de funciones lorentzianas que se hizo para cada uno de los espectros permite conocer la posición, altura y ancho para cada uno de los picos de transición, particularmente se calculó la diferencia de frecuencia entre las posiciones de cada pico para los espectros de la celda de rubidio a temperatura ambiente y la MOT a potencia baja ( $247.993 \mu W$ ) y desintonía alta ( $-15.01 MHz$ ). La razón para tomar en cuenta esos dos espectros es porque en ellos (específicamente en los espectros de la MOT) la presencia del doblete es menor en comparación con los otros espectros y las diferencias entre las frecuencias de referencia obtenidas son comparables con las calculadas teóricamente usando los datos obtenidos de la literatura [6] para las transiciones hiperfinas:  $F = 2$  a  $F' = 3$  a  $F'' = 4$ ,  $F'' = 3$  y  $F'' = 2$  para  $^{87}Rb$ . Las tablas 3.1 y 3.2 muestran las diferencias de frecuencias experimentales de posición entre los picos de transición de los espectros de la celda de rubidio y la MOT, así como las diferencias teóricas calculadas.

	MOT	Celda	Teórica
	[MHz]	[MHz]	[MHz]
$\Delta\nu_{34}$	29.58(23)	29.33(95)	28.82
$\Delta\nu_{23}$	24.20(92)	23.01(12)	22.95

Tabla 3.1: Separación hiperfina en el nivel  $5D_{5/2}$  para el espectro con potencia del láser de atrapamiento  $P = 247.9\mu W$ . Los subíndices denotan el valor de  $F$  correspondiente al nivel hiperfino  $5D_{5/2}$ .

La incertidumbre asociada a cada una de la separaciones entre los niveles hiperfinos del nivel  $5D_{5/2}$  para rubidio 87 mostradas en las tablas 3.1 y

	MOT	Celda	Teórica
	[MHz]	[MHz]	[MHz]
$\Delta\nu_{34}$	30.1(43)	29.41(81)	28.82
$\Delta\nu_{23}$	23.95(41)	23.33(12)	22.95

Tabla 3.2: Separación hiperfina del nivel  $5D_{5/2}$  para el espectro con desintonía  $\delta_0 = -15.01 MHz$ . Los subíndices denotan el valor de  $F$  correspondiente al nivel hiperfino  $5D_{5/2}$ .

3.2 fueron calculadas como la suma de las incertidumbres de las posiciones de cada pico de transición, es importante mencionar que dichas incertidumbres se obtuvieron del ajuste hecho en el programa con base en el lenguaje de Python que ajusta una suma de funciones lorentzianas con ayuda de la función *curve\_fit*. Asociando la incertidumbre a cada separación hiperfina experimental tanto de la MOT como de la celda, las diferencias en frecuencia experimentales de la celda son bastante próximas a las teóricas, situación que es apreciable en los espectros de las figuras 3.2 a 3.9 del apartado anterior, lo que permitió comparar los picos de transiciones atómicas de la celda con los de la MOT y apreciar que el pico que presenta un desdoblamiento más evidente por efecto Stark AC es el pico de la transición cíclica  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4$ . Las diferencias en frecuencia obtenidas a partir de los espectros de la MOT tienen una discrepancia mayor a la incertidumbre con el valor teórico, debido a que los picos de transición ya están siendo afectados por la potencia del láser, presentando un desdoblamiento y ensanchamiento por lo que las diferencias  $\Delta\nu_{34}$  y  $\Delta\nu_{23}$  que se muestran para la MOT en realidad son diferencias entre los miembros más intensos del doblete Autler-Townes de cada nivel hiperfino. Por lo anterior si pudiéramos ver todos los dobletes, al tomar la posición intermedia entre ellos y calcular  $\Delta\nu_{34}$  y  $\Delta\nu_{23}$  se obtendría una menor discrepancia con los valores teóricos. Otro motivo por el cual la diferencia entre los espectros de la MOT y los de la celda es grande es la desintonía hacia el rojo del láser de  $780nm$ . Al tener un láser de enfriamiento desintonizado por debajo de la frecuencia de resonancia, el láser de  $776nm$  debe compensar esa desintonía para generar las transiciones atómicas por lo que el espectro de la MOT se desplaza a frecuencias mayores (se corre hacia el azul). En el caso de los espectros de la celda no se ven afectados por el efecto Autler-Townes debido a que la intensidad del láser de referencia es pequeña comparada con la del láser de enfriamiento por lo que su discrepancia con la teoría es menor.

### 3.2.1. Dependencia con respecto a la potencia del láser de enfriamiento.

En las figuras 3.2 a 3.5 se muestran varios espectros para los cuales se varió la potencia del láser de atrapamiento (a una desintonía fija de  $-8MHz$ ), el primero de ellos fue tomado con potencia baja y muestra un ligero ensanchamiento, desdoblamiento y corrimiento en la posición del primer pico de transición de  $F = 2$  a  $F' = 3$  a  $F'' = 4$ . Conforme transcurrió el experimento se fue aumentando la potencia del láser por lo que la presencia del doblete Autler-Townes así como un mayor ensanchamiento de las líneas espectrales fueron más evidentes para una potencia alta. El primer miembro del doblete corresponde a la transición  $|1 \rangle$  a  $F'' = 4$  mientras que el segundo corresponde a  $|2 \rangle$  a  $F'' = 4$ , así mismo el primero aumenta su intensidad relativa cuando aumenta la potencia del láser mientras que el segundo disminuye. El resto de los picos de transición también experimentan un desdoblamiento. Sin embargo en los espectros experimentales presentados, éste no es apreciable a simple vista, no obstante dicho desdoblamiento existe ya que todos los picos de transición presentan disminución en su intensidad relativa así como un corrimiento en sus posiciones y ensanchamiento como respuesta a la presencia y aumento de la potencia del láser de atrapamiento, por lo tanto el desdoblamiento incrementa conforme incrementa la potencia del láser.

Los parámetros provenientes del ajuste lorentziano: alturas, anchos y centros de cada pico por espectro, se graficaron como función de la potencia del primer fotón y se obtuvieron los siguientes resultados:

En la figura 3.10 se puede observar que el primer miembro del doblete Autler-Townes ( $|1(N) \rangle \rightarrow F'' = 4$ ) aumenta su altura con la potencia, mientras que en el segundo miembro disminuye. Esto debido a que entre mayor sea la potencia del láser (por lo visto en 1.3) hay un acoplamiento más fuerte entre los estados  $5S_{1/2}$  y  $5P_{3/2}$  por lo que el desdoblamiento de las líneas espectrales es más evidente. En este caso el primer pico de transición atómica es el que presenta un notorio desdoblamiento ocasionando que la altura del primer miembro del doblete aumente. La altura de los dos picos restantes correspondientes a las otras dos transiciones disminuye por lo tanto en ambos casos es posible suponer que está presente el efecto Stark AC. El tercer pico corresponde al miembro del doblete Autler-Townes que permite la transición:  $|2(N) \rangle \rightarrow F'' = 3$ , mientras que el cuarto corresponde al miembro del doblete que permite la transición:  $|2(N) \rangle \rightarrow F'' = 2$ , ver Figura 1.6. De esta forma se corrobora que conforme aumenta la potencia del campo de radiación electromagnética el doblete Autler-Townes es más evidente.

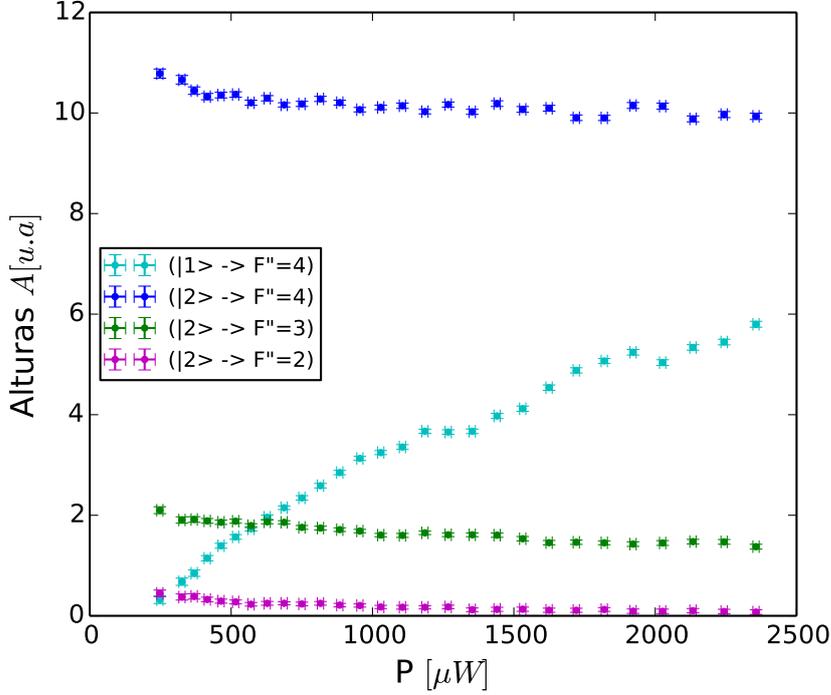


Figura 3.10: Altura de cada pico de transición en función de la potencia del láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$

En 3.11 conforme aumenta la potencia el primer pico correspondiente al doblete es más evidente y por lo tanto su ancho aumenta. La función de ajuste  $\Delta\gamma = \sqrt{2b^2P + \Gamma^2}$  que se tomó para este caso nos describe el comportamiento del ancho de los picos de absorción, tomando a la frecuencia de Rabi proporcional a la potencia del láser de enfriamiento y haciendo el ajuste con los datos experimentales tomando a  $\Gamma$  (constante de decaimiento) y  $b$  como parámetros de ajuste podemos observar que los datos se comportan conforme a lo esperado. Es importante mencionar que  $b = \sqrt{\frac{2d^2}{\hbar^2 c n \epsilon_0 A}}$  está relacionada con el momento dipolar eléctrico, la constante de Planck, la velocidad de la luz, la permitividad eléctrica, el área de la fuente que emite la energía y de su índice de refracción. Debido a que no conocemos todos los parámetros de los que dependen  $b$  y  $\Gamma$  se tomaron como parámetros de ajuste.

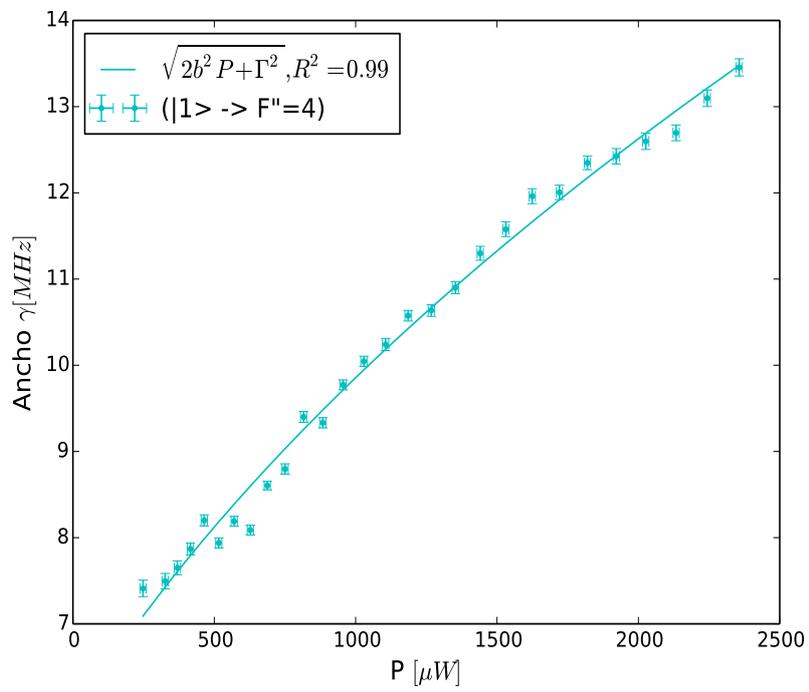


Figura 3.11: Ancho del primer miembro del doblete en función de la potencia del láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$ .

La figura 3.12(a) nos muestra un desplazamiento de las posiciones del segundo miembro del doblete Autler-Townes a mayores frecuencias como consecuencia del desdoblamiento, así como un desplazamiento a la izquierda del primer miembro del doblete resultado de su aparición. El resto de los picos de transición también presentan un desplazamiento en sus posiciones como consecuencia del desdoblamiento y ensanchamiento de las líneas espectrales a potencia alta en el láser de enfriamiento.

Por otra parte las posiciones de los picos de transición asociados al desdoblamiento están dadas por [15]  $\lambda_{\pm} = -k\delta \pm k\sqrt{b^2P + \delta^2}$ , estas funciones son dos de los tres eigenvalores del Hamiltoniano asociado a un sistema de tres niveles en presencia de radiación electromagnética externa 1.15, por lo que fueron las funciones de ajuste utilizadas en la figura 3.12(a); ocupando  $\lambda_-$  para los picos más intensos y  $\lambda_+$  para el pico que aparece conforme se incrementa la potencia. Cabe mencionar que en este ajuste,  $b^2P$  es aproximadamente la frecuencia de Rabi ( $\Omega$ ) que se encuentra en términos de la potencia del láser de atrapamiento y  $\delta$  es la desintonía del láser que fue tomada como parámetro de ajuste junto con las constantes  $k$  que es proporcional a la constante de Planck y  $b = \sqrt{\frac{2d^2}{\hbar^2 cn \epsilon_0 A}}$  que está relacionada con el momento dipolar eléctrico, la constante de Planck, la velocidad de la luz, la permitividad eléctrica, el área de la fuente que emite la energía y de su índice de refracción. La desintonía  $\delta$  fue tomada como parámetro de ajuste debido a que no conocemos la desintonía real del láser de enfriamiento.

Verificando así que a mayor potencia mayor desplazamiento en las posiciones.

Teóricamente la distancia entre los centros correspondientes al doblete varía en función de la frecuencia generalizada de Rabi 1.17. En la figura 3.12(b) se graficó la diferencia entre las posiciones de ambos miembros del doblete, así como la función de ajuste (frecuencia generalizada de Rabi), donde la frecuencia de Rabi ( $\Omega$ ) es vista como  $b^2P$  con  $b$ ,  $\delta = 9.84(14)$  parámetros de ajuste y  $P$  la potencia del láser de enfriamiento. Por lo tanto se puede observar que a mayor potencia mayor desdoblamiento, cuya diferencia en posiciones se comporta como la frecuencia generalizada de Rabi. El valor de  $\delta$  obtenido del ajuste se encuentra en el rango reportado para la caracterización de la MOT en [19].

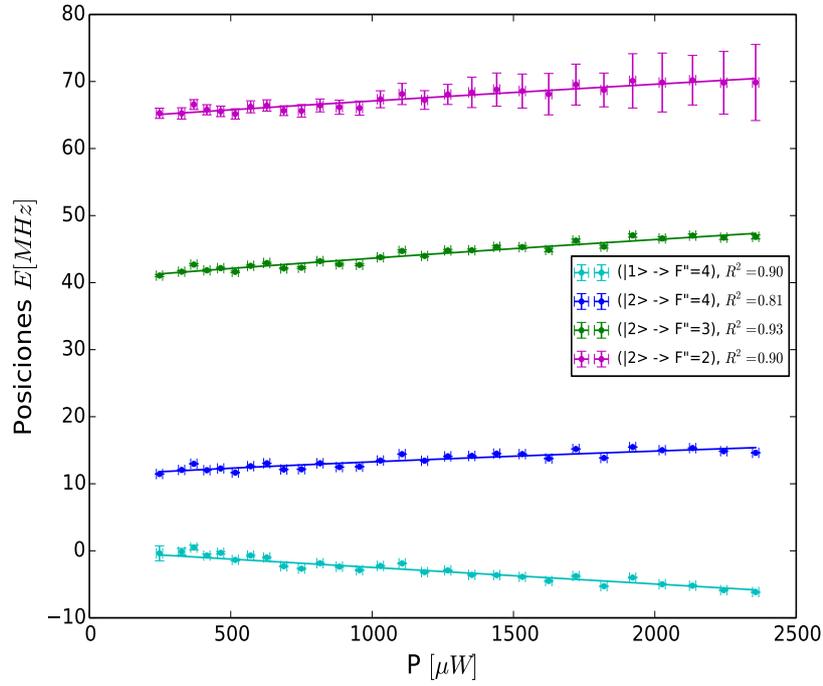
En las gráficas anteriores las barras de error en el eje  $x$  se determinaron utilizando el hecho de qué tanto varió la potencia al momento de medirla, se obtuvo una variación de  $\pm 11\mu W$ , sin embargo no se muestran en las gráficas presentadas. Para el error en el eje  $y$  se utilizó la desviación estándar de cada dato proveniente del ajuste de funciones lorentzianas. Las funciones de ajuste para las gráficas en potencia se calcularon en un programa con base

en el lenguaje de Python haciendo uso de la función *curve\_fit*. Esta función realiza el ajuste por el método de mínimos cuadrados no lineales, que en algunos casos consiste en la aplicación de forma iterativa del método de mínimos cuadrados lineales para linealizar de forma aproximada a la función no lineal propuesta [23]. Es por lo anterior que se calculó el coeficiente de determinación  $R^2$  y se tomó como referencia para determinar la calidad del ajuste propuesto

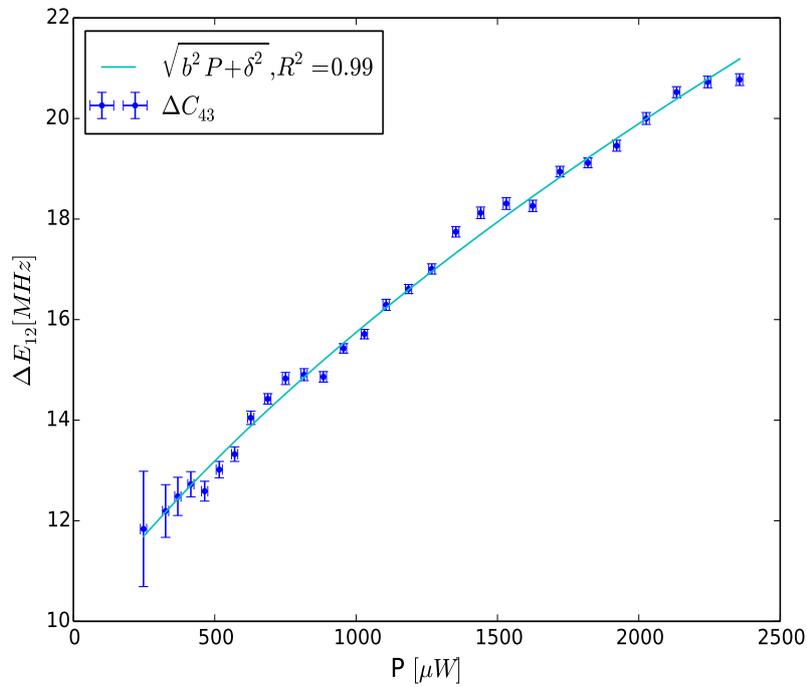
### 3.2.2. Dependencia con respecto a la sintonía del láser de enfriamiento.

En la serie de espectros de las figuras 3.6 a 3.9 se varió la desintonía  $\delta_0$  (a una potencia fija para el láser de enfriamiento de  $500\mu W$ ) comenzando con una desintonía ligeramente baja para el primer espectro, en él hay un desdoblamiento y corrimiento de la posición evidente en el primer pico de transición, se puede observar que la intensidad de ambos picos en el doblete Autler-Townes ( $|1(N) \rangle$  a  $F'' = 4$  y  $|2(N) \rangle$  a  $F'' = 4$ ) es casi la misma debido a que la frecuencia del láser de enfriamiento está muy cerca de la frecuencia de la transición atómica, en el caso en que la desintonía fuera cero los miembros del doblete presentarían la misma altura relativa, sin embargo, en este caso la desintonía no puede ser cero debido al funcionamiento de la MOT. En los siguientes espectros se fue aumentando la desintonía, como consecuencia de ello ambos miembros del doblete se fueron separando y fue ligeramente menos evidente el desdoblamiento a desintonía alta ya que la altura del primer miembro del doblete fue disminuyendo. La desintonía en la MOT está corrida hacia el rojo por lo que conforme ésta aumenta el doblete se separa más y la altura relativa del primer miembro ( $|1(N) \rangle$  a  $F'' = 4$ ) con respecto al segundo ( $|2(N) \rangle$  a  $F'' = 4$ ) disminuye al estar más lejos de la frecuencia de transición. Como en la serie anterior el resto de los picos de transición también presentan desdoblamiento sin embargo en los espectros experimentales presentados no fue evidente; el corrimiento que presentan todos los picos de transición con respecto a sus posiciones así como el aumento en sus alturas relativas indica la presencia del efecto Stark AC.

Con respecto a la variación en la desintonía del láser de enfriamiento se presentan las gráficas 3.13, 3.14 y 3.15.



(a)



(b)

Figura 3.12: (a) :Posición de los centros para cada uno de los picos de transición en función de la potencia del láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$ . (b) :Separación entre los miembros del doblete como función de la potencia del láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$ .

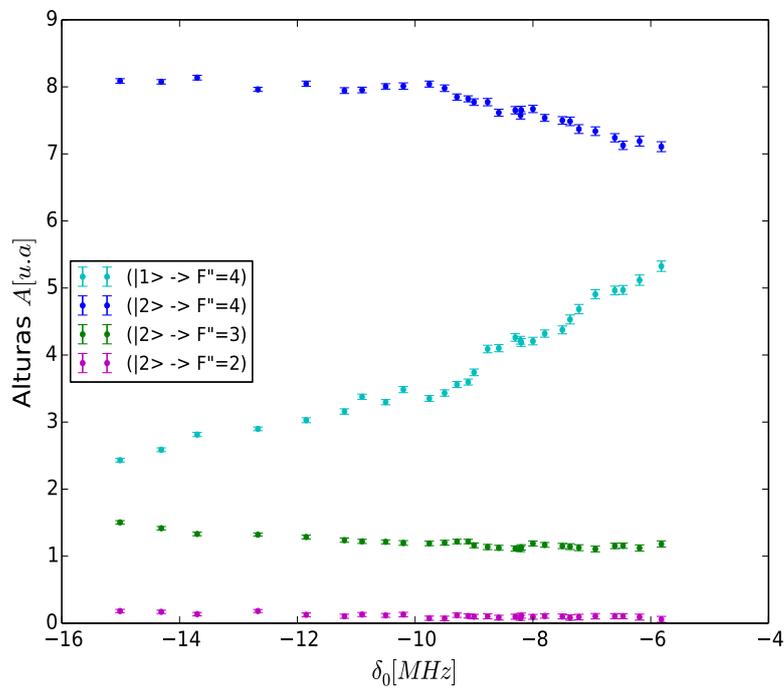


Figura 3.13: Altura de cada pico de transición en función de la desintonía del láser de enfriamiento a  $500\mu W$ .

En la gráfica 3.13 se aprecia que a mayor desintonía hacia el rojo, el primer miembro del doblete se desvanece y el segundo miembro aumenta su intensidad, esto debido a que al aumentar la desintonía se está más lejos de la frecuencia de transición por lo que las alturas relativas entre los miembros del doblete cada vez son más desiguales. De tal forma que para una desintonía que se corre cada vez más hacia el rojo, el primero ( $|1(N) \rangle \rightarrow F'' = 4$ ) se aleja de su frecuencia de resonancia por lo que su altura disminuye considerablemente mientras que el pico más alto del doblete se sintoniza mejor lo que indica que el haz de enfriamiento se acerca a la sintonía de la transición  $|2(N) \rangle \rightarrow F'' = 4$  por lo que su altura crece, ya que entre más cerca se esté de la resonancia más átomos absorberán fotones, la fluorescencia aumentará y por consiguiente su altura relativa. El comportamiento de los datos experimentales para el tercer y cuarto pico de transición atómica indica que cada uno de ellos aumenta su intensidad conforme aumenta la desintonía hacia el rojo, lo que permite suponer que hay un desdoblamiento de las líneas espectrales causado por el efecto Stark AC. El tercer pico corresponde al miembro del doblete Autler-Townes que permite la transición:  $|2(N) \rangle \rightarrow F'' = 3$ , mientras que el cuarto corresponde al miembro del doblete que permite la transición:  $|2(N) \rangle \rightarrow F'' = 2$ , ver Figura 1.6. De esta forma los datos experimentales corroboran que mientras el haz de enfriamiento esté cerca de la resonancia las alturas relativas son casi iguales mientras que lejos de ella uno de los miembros del doblete Autler-Townes es más intenso que otro, ver figura 1.4.

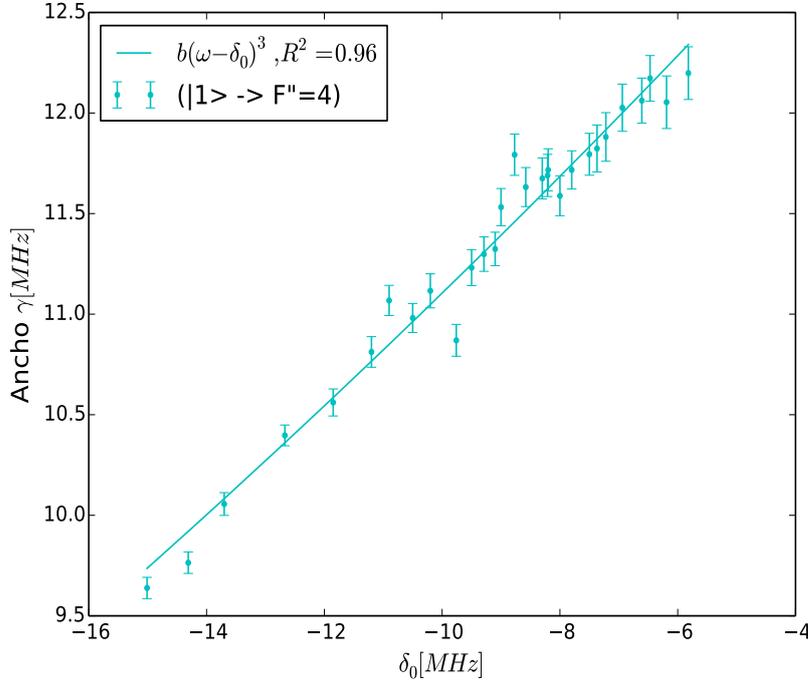


Figura 3.14: Ancho del primer miembro del doblete en función de la desintonía del láser de enfriamiento a  $500\mu W$ .

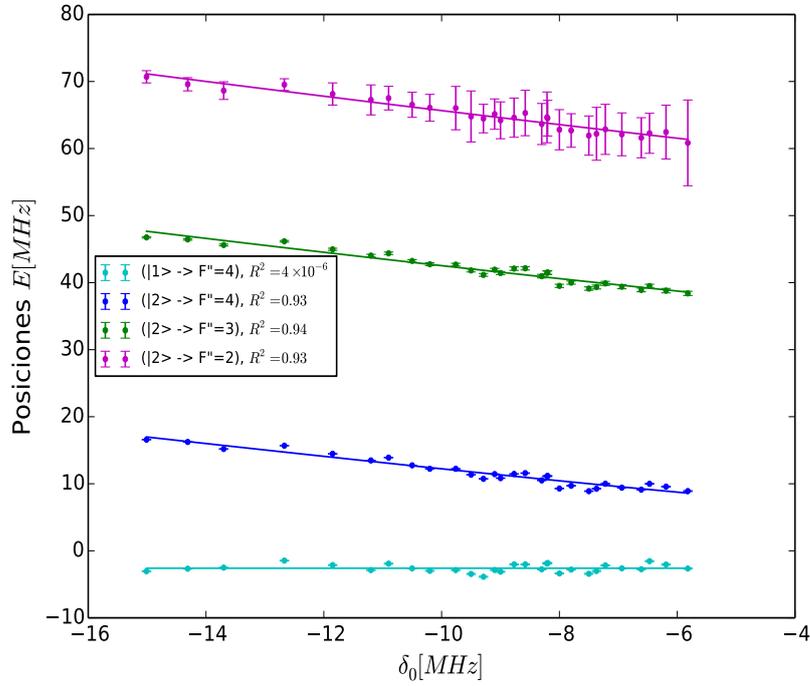
En el caso del ancho del primer pico del doblete 3.14 se tiene una correspondencia decreciente con respecto a la desintonía, consecuencia de su desaparición al aumentar la desintonía hacia el rojo. El ajuste propuesto  $\Delta\gamma = b'(\omega - \delta_0)^3$ , describe el ancho de los picos de absorción en función de la desintonía del láser de enfriamiento, tomando a  $\omega$  (frecuencia del láser de enfriamiento) y a  $b'$  como parámetros, se ajustaron los datos experimentales resultando la tendencia esperada. La constante  $b' = \frac{|d|^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} a^{1/2}$  está relacionada con el momento dipolar eléctrico, la constante de Planck, la velocidad de la luz y permitividad eléctrica.

Nótese que a simple vista la gráfica anterior parece mostrar una tendencia lineal la razón de ello es porque debido a que el ancho es positivo y la desintonía es negativa en conjunto con la constante  $b'$  solamente se tiene una porción de la gráfica cúbica por lo que la tendencia parece lineal.

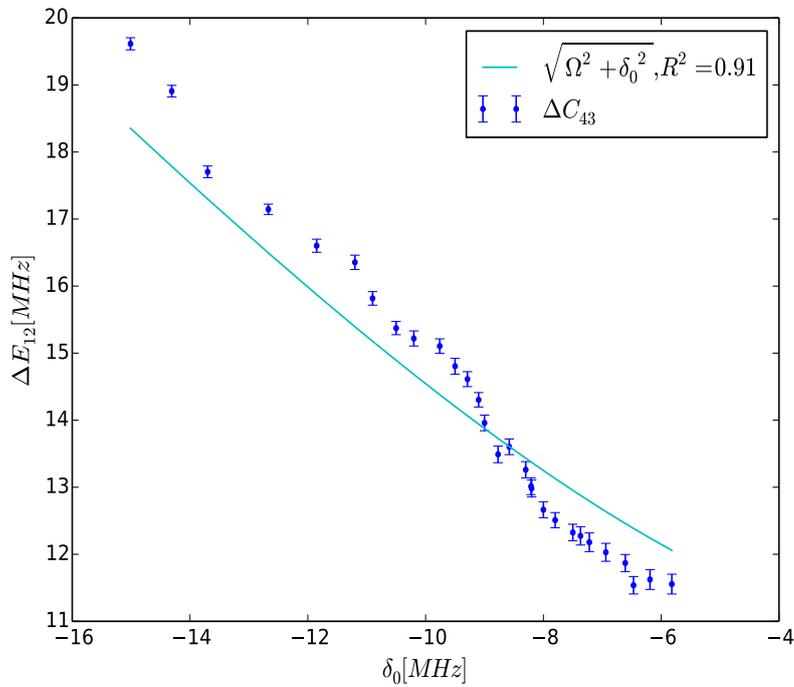
En la figura 3.15(a) se muestra un desplazamiento de las posiciones del segundo miembro del doblete a mayor desintonía consecuencia del desdoblamiento, mientras que se muestra un ligero desplazamiento a la izquierda del primer miembro del doblete resultado de su aparición. Análogamente los picos de transición restantes se desplazan en posición lo que sugiere que están siendo afectados por el efecto Stark AC. Las funciones de ajuste presentes en la gráfica también son similares a los eigenvalores del Hamiltoniano mencionado en el análisis de variación en potencia; sin embargo en este caso se tomó a la frecuencia de Rabi y por consiguiente a la potencia de láser de atrapamiento como parámetro de ajuste; mostrándose que a mayor desintonía, mayor desplazamiento en las posiciones. El comportamiento de los centros para el primer miembro del doblete no ajusta como se espera. Debido a que el desplazamiento es pequeño por lo que los centros provenientes del ajuste lorentziano no son los idóneos ya que son muy parecidos entre sí.

La figura 3.15(b) muestra la diferencia entre las posiciones de ambos miembros del doblete y la función ajustada (con  $\Omega$  parámetro de ajuste). De los datos experimentales se observa que a mayor desintonía mayor separación, es decir, mayor desdoblamiento; sin embargo la diferencia en posiciones no se ajusta mejor a la frecuencia generalizada de Rabi (se observa un cambio abrupto en la tendencia), debido a que el ajuste de las posiciones para el primer miembro del doblete no fue el mejor por lo que la diferencia entre las posiciones de los centros de algunos espectros no siguen del todo la tendencia esperada.

Las barras de error en el eje  $y$  se determinaron usando la desviación estándar de cada dato proveniente del ajuste de funciones lorentzianas. El error calculado para el eje  $x$  se tomó como  $\pm 2.065 MHz$  y fue obtenido de graficar el espectro de diferencia en frecuencia del láser de enfriamiento y el láser de referencia (registrado por el analizador de espectros durante el batimiento), hacer un ajuste gaussiano a los datos y tomar su desviación estándar como error, sin embargo no fue presentado en las gráficas mostradas. Así como en la sección anterior, las funciones de ajuste para las graficas en potencia se calcularon en un programa con base en el lenguaje de Python haciendo uso de la función *curve\_fit*. Por lo que se calculó el coeficiente de determinación  $R^2$  y se tomó como referencia para determinar la calidad del ajuste propuesto.



(a)



(b)

Figura 3.15: (a) :Posición de los centros para cada uno de los picos de transición en función de la desintonía del láser de enfriamiento a  $500\mu W$ . (b): Separación entre los miembros del doblete como función de la desintonía del láser de enfriamiento a  $500\mu W$ .



# Capítulo 4

## Conclusiones.

Una vez sentadas las bases se logró describir al efecto Stark AC de forma teórica y junto con una descripción detallada del sistema experimental necesario para la toma de espectros, se prosiguió a ajustar, analizar y discutir las dos series de espectros obtenidas. En la primera de ellas se varió la potencia del láser de atrapamiento de  $780\text{ nm}$  observándose un ensanchamiento y desdoblamiento del primer pico de transición atómica correspondiente al camino  $5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \longrightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4$  en dos componentes o doblete Autler-Townes:  $|1 \rangle \longrightarrow F'' = 4$  y  $|2 \rangle \longrightarrow F'' = 4$  a potencia baja. Conforme se aumentó la potencia del láser la aparición del doblete en ese mismo pico fue más evidente corroborando que a una intensidad alta en el campo de radiación se produce un desdoblamiento de las líneas espectrales, ver Figura 4.1.

Cuando se varió la sintonía del láser de atrapamiento, dado que la MOT está desintonizada hacia el rojo, a desintonía baja (cercana a cero) el primer pico de transición atómica  $5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \longrightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4$  estaba separado en dos componentes  $|1 \rangle \longrightarrow F'' = 4$  y  $|2 \rangle \longrightarrow F'' = 4$  cuyas intensidades relativas fueron comparables; conforme aumentó la desintonía se está más lejos de la frecuencia de resonancia y una de las componentes ( $|1 \rangle \longrightarrow F'' = 4$ ) del doblete disminuyó su intensidad, corroborando que lejos de la resonancia el desdoblamiento de los picos espectrales es más asimétrico, ver Figura 4.2.

Cabe mencionar que el efecto Stark AC está presente en el resto de los picos de transición atómicos sin embargo la separación no es apreciable en los espectros obtenidos. No obstante el análisis hecho a las gráficas de las alturas relativas y posiciones de todos los picos de transición atómica contra potencia y desintonía, así como del ancho del miembro del doblete causado por el efecto Stark AC:  $|1 \rangle \longrightarrow F'' = 4$  y la diferencia en posiciones de ambos miembros del doblete contra potencia y desintonía muestran las tendencias

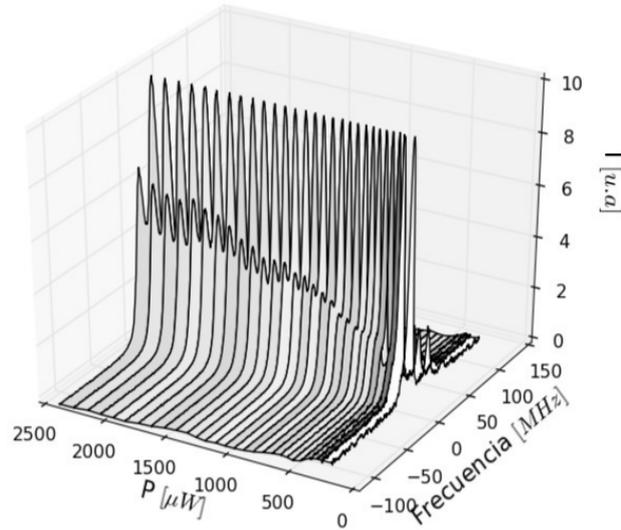


Figura 4.1: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  donde se observa la aparición del doblete Autler-Townes conforme se incrementa la potencia del láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$ .

esperadas conforme a los cálculos hechos y a lo investigado en la literatura. La Figura 4.3 presenta los caminos de transición de los estados vestidos a los niveles hiperfinos del nivel  $5D_{5/2}$  observados en los espectros experimentales a través de su decaimiento al estado base.

El efecto Stark AC particularmente el efecto Autler-Townes ha sido una línea de investigación en el Laboratorio de átomos fríos del ICN-UNAM comenzando desde hace ya tiempo atrás con el estudio de las transiciones cuadrupolares eléctricas o transiciones prohibidas en una celda con vapor de rubidio a temperatura ambiente [24]. Actualmente es un proyecto de investigación estudiar estas transiciones dentro de la MOT. Las mediciones presentadas en esta tesis representan una contribución importante al desarrollo del protocolo de excitación a los estados de Rydberg.

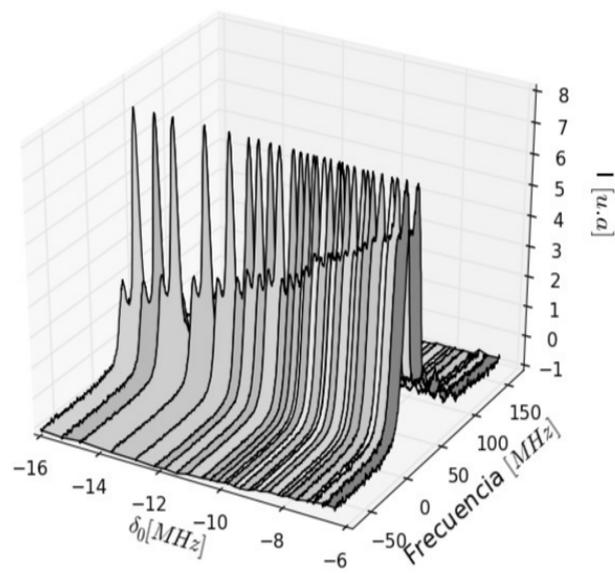


Figura 4.2: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  donde se observa la asimetría en el doblete Autler-Townes en función de la desintonía del láser de enfriamiento a  $500\mu W$ .

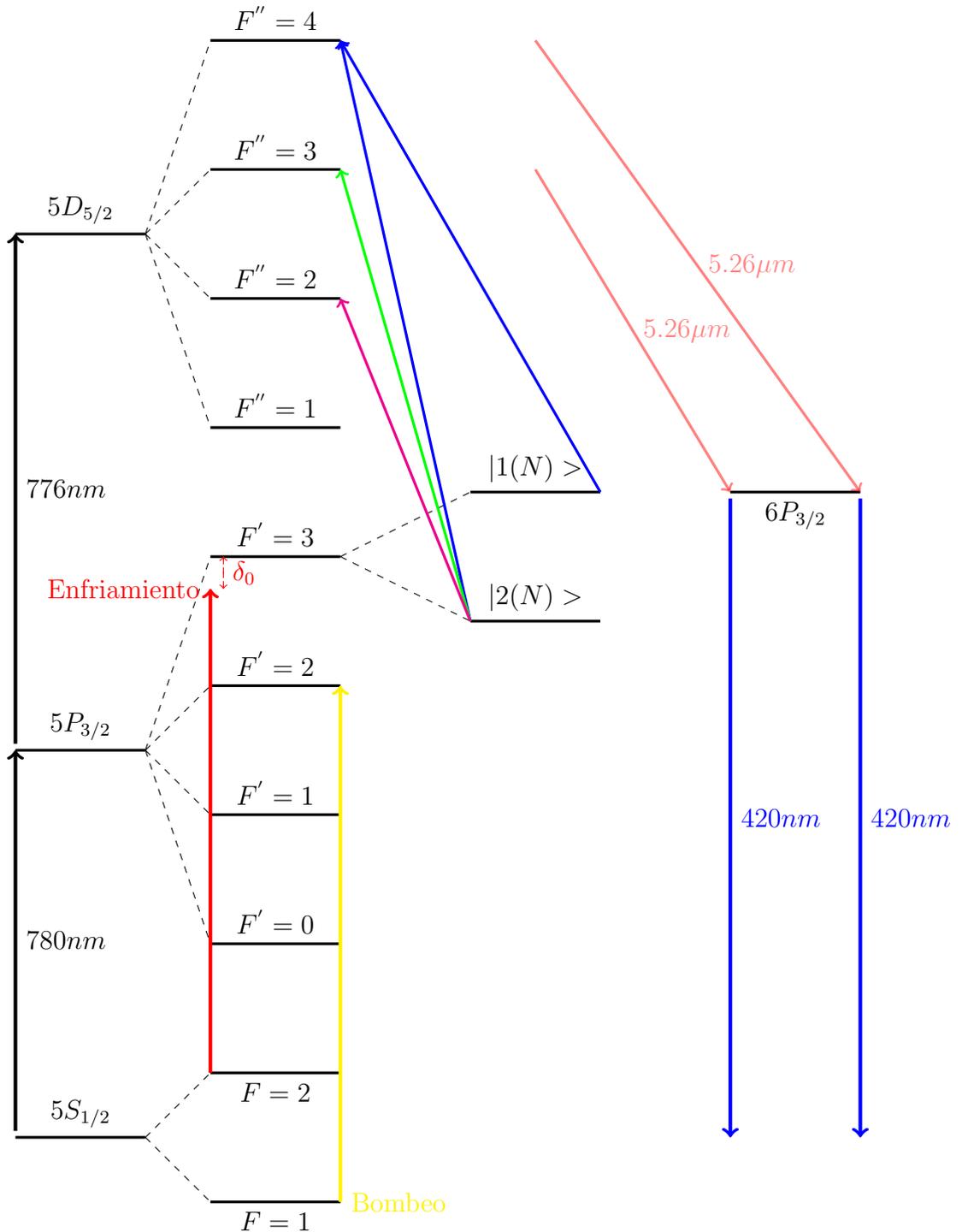


Figura 4.3: Estructura hiperfina para  $^{87}\text{Rb}$  involucrada en la transición con dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Se muestra el camino de excitación llevado a cabo por los láseres de la MOT para el atrapamiento y enfriamiento de los átomos,  $\delta_0$  es la desintonía experimental obtenida del batimiento entre el láser de enfriamiento y el láser de referencia. Se muestra la separación del nivel  $5P_{3/2} : F' = 3$  en dos estados vestidos  $|1\rangle$  y  $|2\rangle$  o doblete Autler-Townes como consecuencia de la intensidad del haz de enfriamiento. Se presentan los caminos de transición de los estados vestidos a los niveles hiperfinos del nivel  $5D_{5/2}$  observados en los espectros experimentales a través de su decaimiento al estado base.

# Apéndice A

## Espectros adicionales

El presente apéndice muestra los espectros adicionales que se tomaron cuando fue variada la potencia y la desintonía del láser de enfriamiento así como sus respectivos ajustes junto con una gráfica de residuos entre el modelo ajustado y los datos experimentales.

### **A.1. Espectros adicionales con variación en potencia.**

La desintonía entre el láser de enfriamiento y el láser referencia se mantuvo a  $-8MHz$  y la potencia del láser de prueba se mantuvo en aproximadamente  $60\mu W$ . Entre paréntesis se muestra la intensidad  $I$  aproximada del láser de enfriamiento.

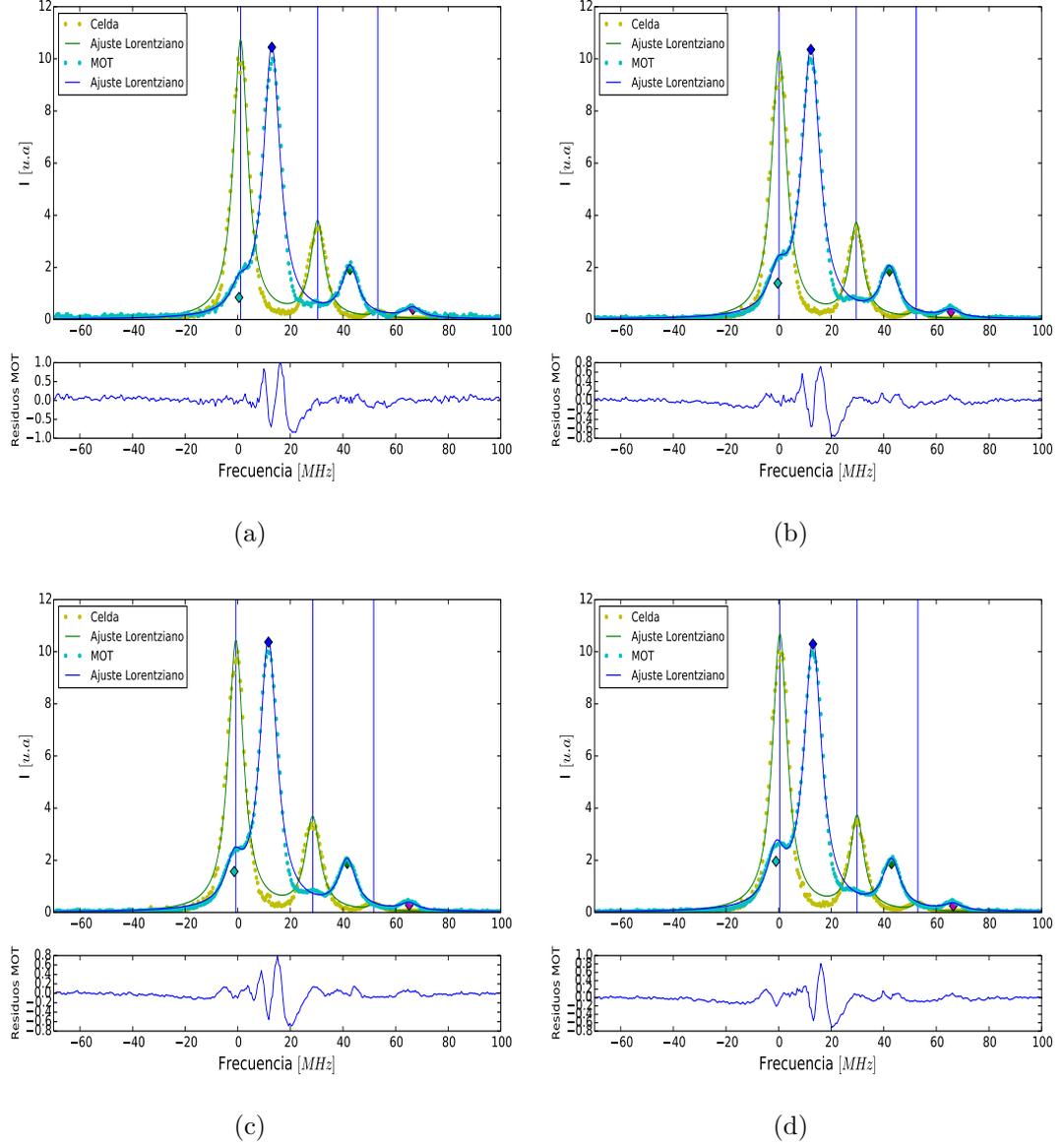


Figura A.1: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8\text{MHz}$  son: (a) :  $369.4\mu\text{W}$  ( $28.4\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (b) :  $469.3\mu\text{W}$  ( $37.3\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (c) :  $515.9\mu\text{W}$  ( $41.2\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). (d) :  $627.5\mu\text{W}$  ( $49.9\mu\text{W}/\text{mm}^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

## A.1. ESPECTROS ADICIONALES CON VARIACIÓN EN POTENCIA.69

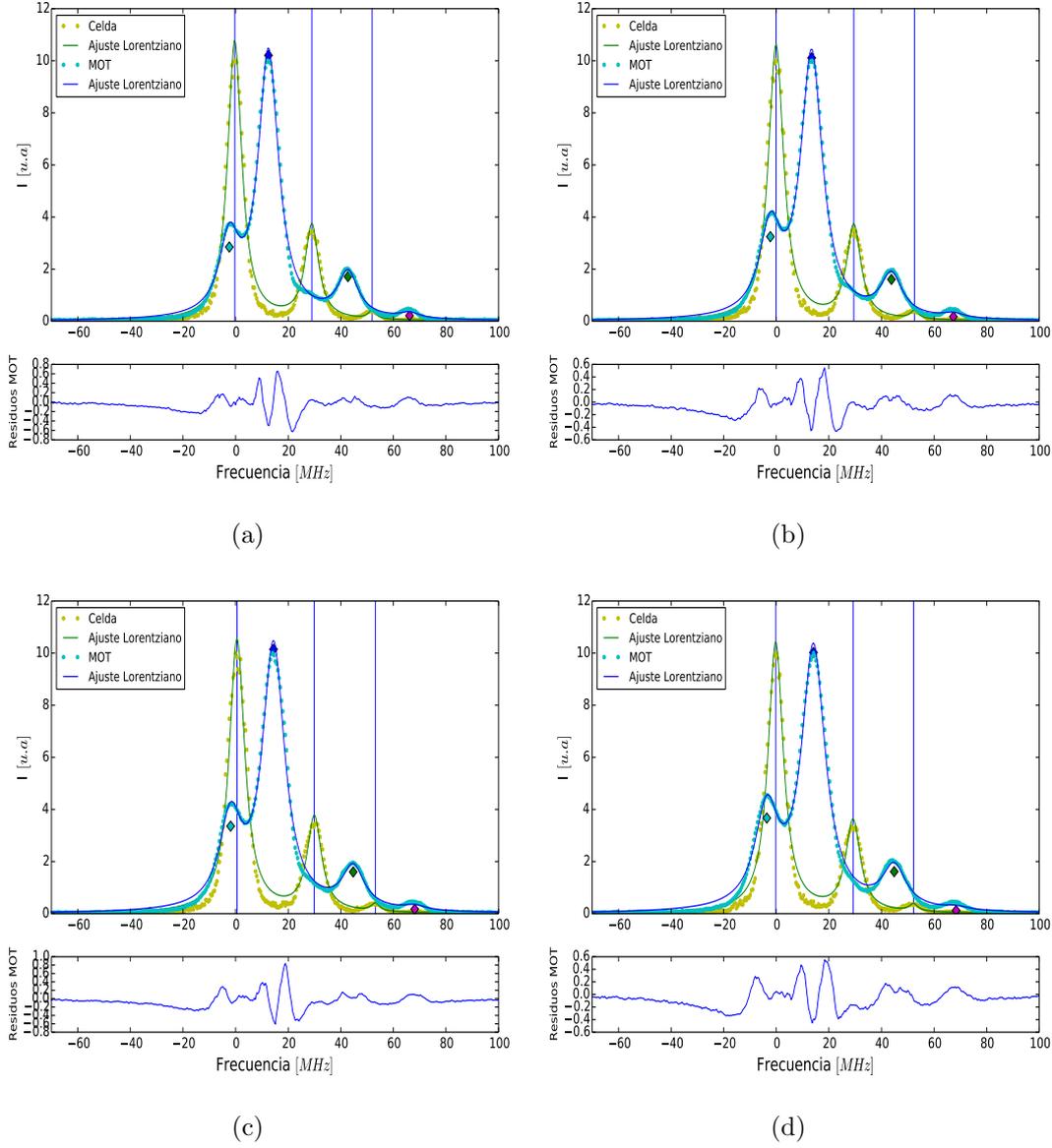


Figura A.2: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$  son: (a) :  $884.2\mu W$  ( $70.4\mu W/mm^2$ ). (b) :  $1029.2\mu W$  ( $81.9\mu W/mm^2$ ). (c) :  $1105.9\mu W$  ( $87.8\mu W/mm^2$ ). (d) :  $1352.8\mu W$  ( $107.6\mu W/mm^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

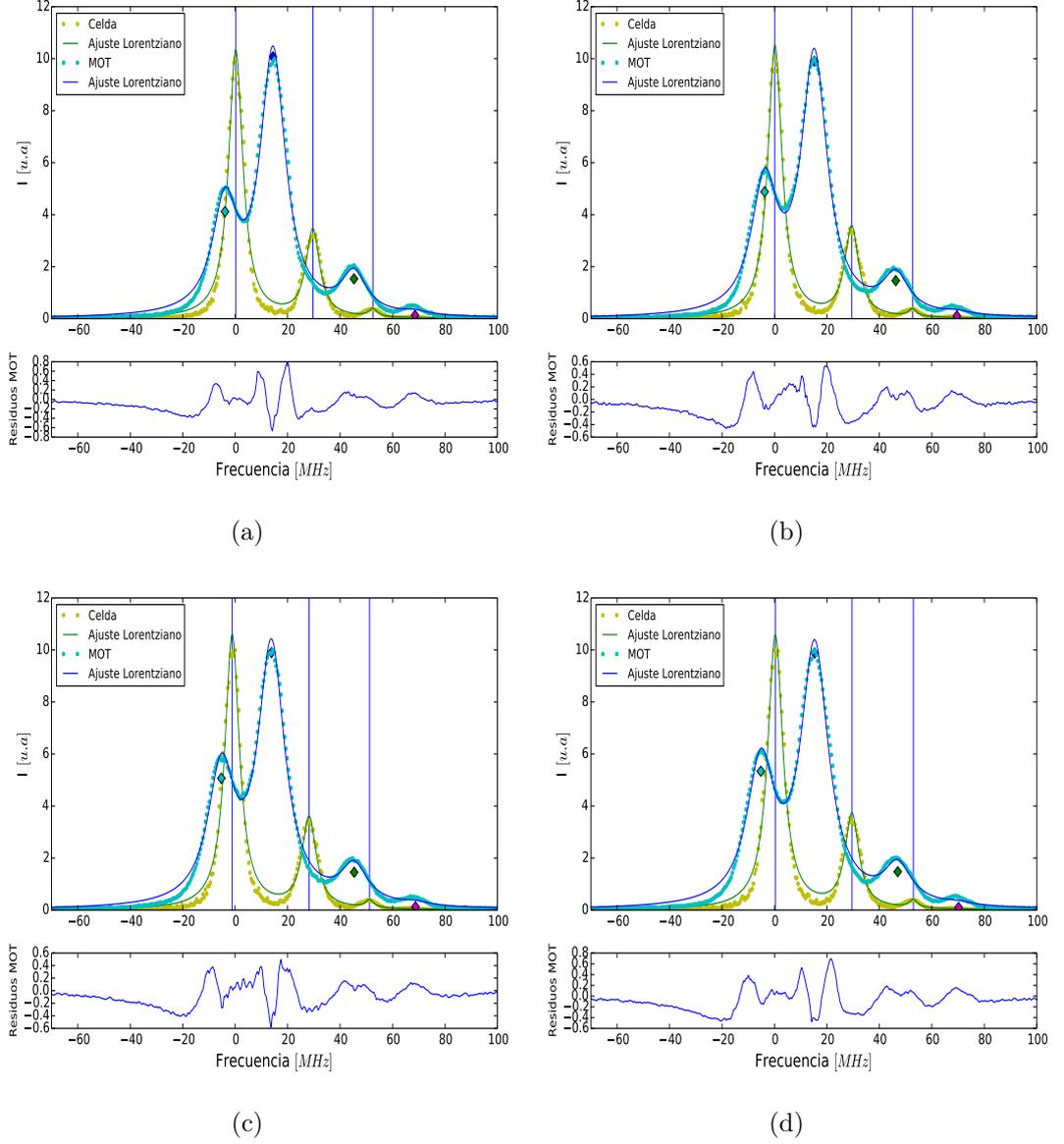


Figura A.3: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \longrightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \longrightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \longrightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \longrightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \longrightarrow F'' = 2$ . Los valores en potencia (intensidad  $I$ ) para el láser de enfriamiento a  $\delta_0 = -8MHz$  son: (a) :  $1531.2\mu W$  ( $121.7\mu W/mm^2$ ). (b) :  $1720.8\mu W$  ( $136.5\mu W/mm^2$ ). (c) :  $1819.8\mu W$  ( $144.6\mu W/mm^2$ ). (d) :  $2133.5\mu W$  ( $169.8\mu W/mm^2$ ). Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

## **A.2. Espectros adicionales con variación en desintonía.**

La potencia del láser de enfriamiento se mantuvo en aproximadamente  $500\mu W$  y la del láser de prueba en aproximadamente  $60\mu W$ .

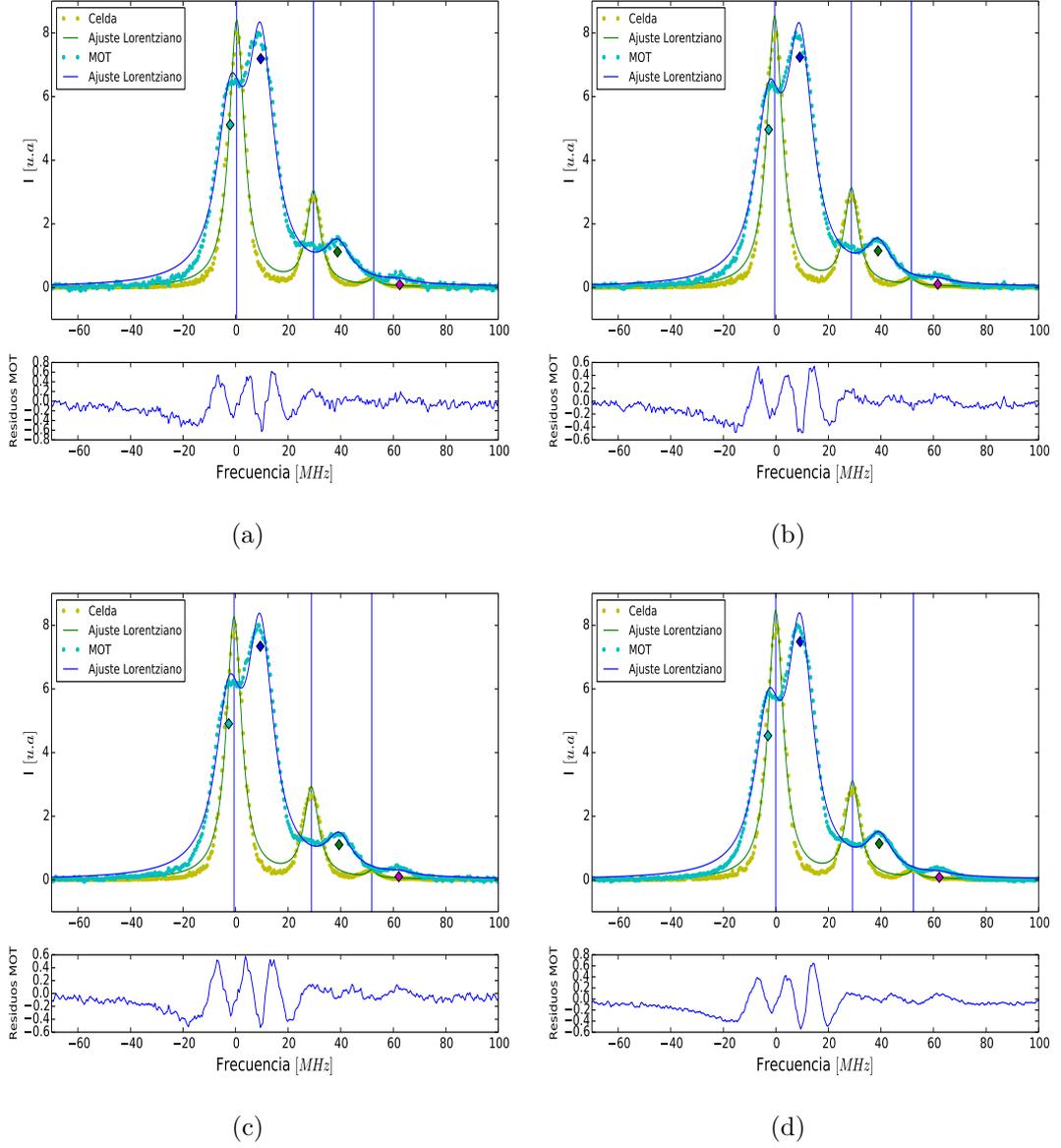


Figura A.4: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu\text{W}$  son: (a) :  $-6.19\text{MHz}$ . (b) :  $-6.61\text{MHz}$ . (c) :  $-6.94\text{MHz}$ . (d) :  $-7.37\text{MHz}$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

## A.2. ESPECTROS ADICIONALES CON VARIACIÓN EN DESINTONÍA.73

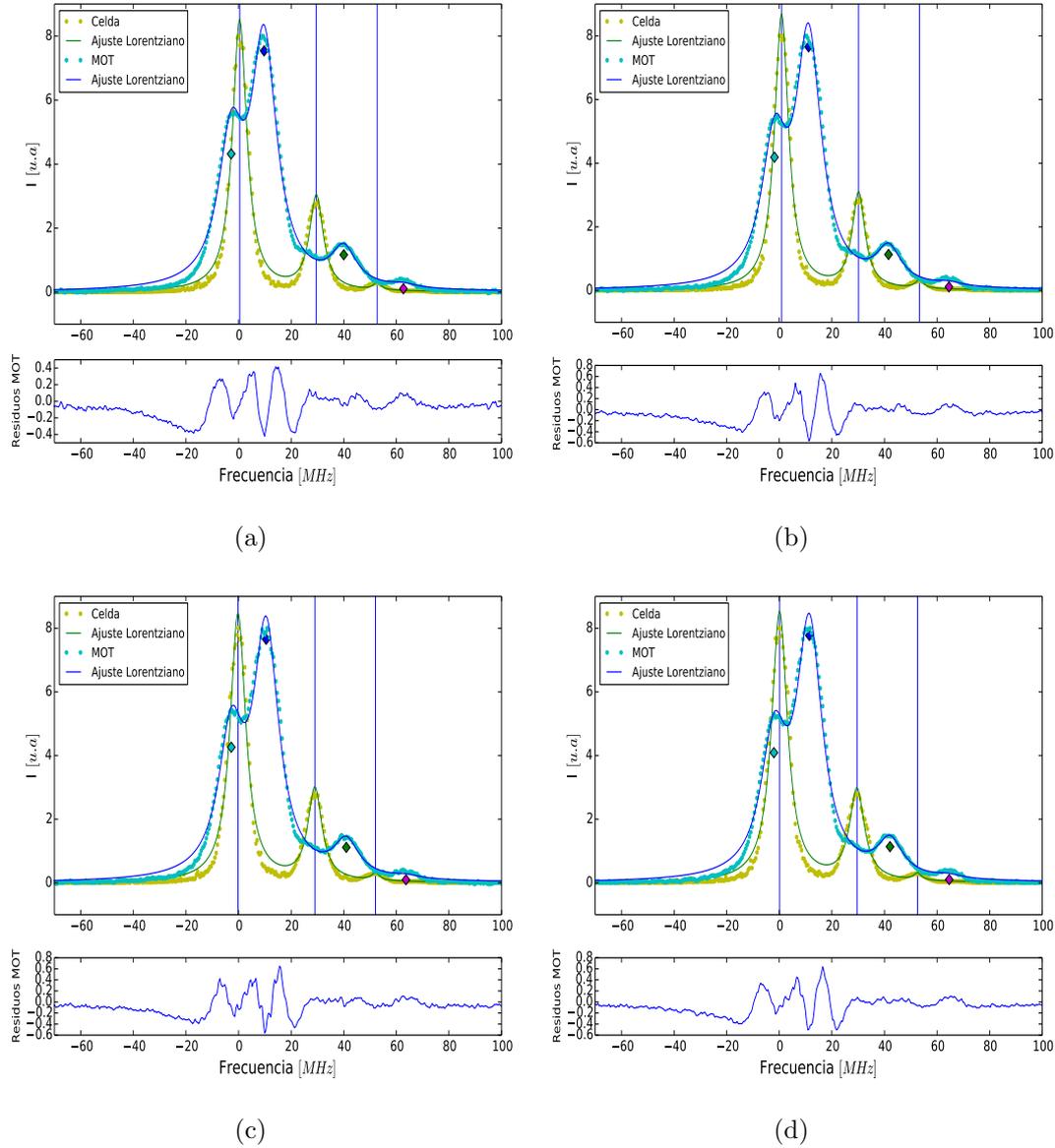


Figura A.5: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F' = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F'' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu\text{W}$  son: (a) :  $-7.8\text{MHz}$ . (b) :  $-8.2\text{MHz}$ . (c) :  $-8.3\text{MHz}$ . (d) :  $-8.77\text{MHz}$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.

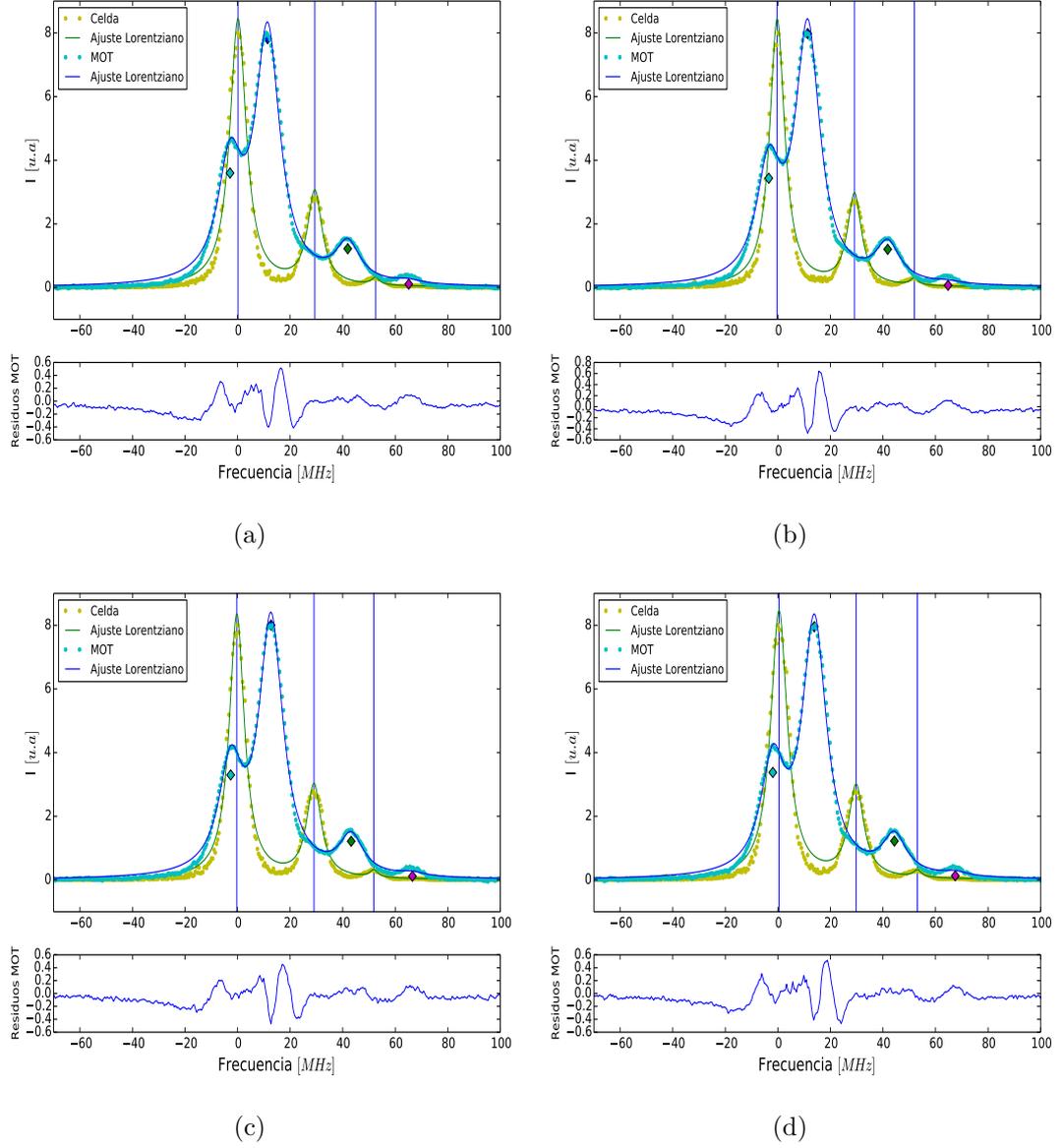
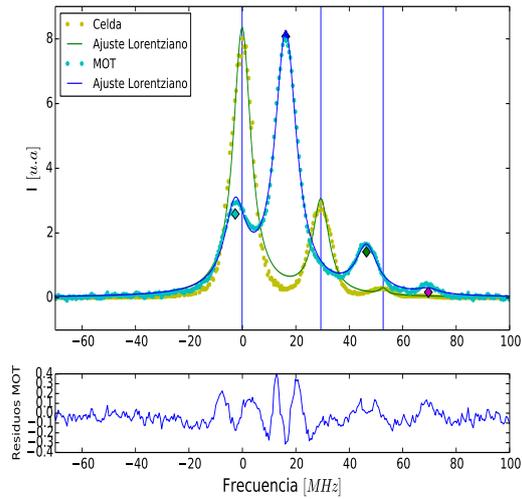


Figura A.6: Espectros de fluorescencia a  $420\text{nm}$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}\text{Rb}$  con el haz de  $776\text{nm}$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}\text{Rb}$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . Los valores en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu\text{W}$  son: (a) :  $-9.1\text{MHz}$ . (b) :  $-9.5\text{MHz}$ . (c) :  $-10.5\text{MHz}$ . (d) :  $-10.9\text{MHz}$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.



(a)

Figura A.7: Espectros de fluorescencia a  $420nm$  producida por la interacción de la nube fría de átomos de  $^{87}Rb$  con el haz de  $776nm$ . La curva en color verde es la señal de espectroscopia en una celda con átomos de  $^{87}Rb$  a temperatura ambiente para los picos de transición (líneas verticales)  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \rightarrow 5D_{5/2} : F'' = 4, 3, 2$ . La curva de color azul es la señal de espectroscopia en la trampa magneto-óptica para los mismos picos modificados por el efecto Autler-Townes; los picos de transición de izquierda a derecha (diamantes) son  $|1\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 4$ ,  $|2\rangle \rightarrow F'' = 3$  y  $|2\rangle \rightarrow F'' = 2$ . El valor en desintonía para el láser de enfriamiento a  $500\mu W$  es: (a) :  $-14.31MHz$ . Se muestra una gráfica de residuos entre la función de ajuste y los datos experimentales en la MOT.



# Bibliografía

- [1] Miloni, P.W.; Eberly, J.H. *Laser Physics*. New Jersey, John Willey and Sons, 2010.
- [2] Serway, R. *Modern Physics*. Thomson, Tercera edición.
- [3] S.H. Autler and C.H. Townes. *Stark Effect in Rapidly Varying Fields*. *Physical Review*, Vol. 100, No. 2, 1955.
- [4] Ashkin, A. *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers*. World Scientific, 2006.
- [5] Steck, D.A. *Rubidium 87 D Line Data*. University of Oregon, 2008. (<http://steck.us/alcalidata>)
- [6] Sansonetti, J.E. *Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectra of Rubidium (Rb I through Rb XXXVII)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 2006.
- [7] Griffiths, David. J. *Introduction to Quantum Mechanics*. EUA, Pearson, Segunda edición, 2005.
- [8] Steck, Daniel. A. *Quantum and Atom Optics*. University of Oregon, 2015. (<http://steck.us/teaching>)
- [9] Cowan, R.D. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. USA. University of California Press. 1981.
- [10] Foot, J.C. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [11] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy, Vol. 1 and Vol. 2*. Berlin, Springer, Cuarta edición, 2008.

- [12] Pearman, C.; Adams, C.; Cox, S.; Griffin, P.; Smith, D.; and Hughes, I. *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 35, 2002.
- [13] Fox, M. *Quantum Optics An Introduction*. Oxford Master Series In Atomic, Optical and Laser Physics, 2006.
- [14] Chiao, R. (Ed). *Amazing Light: A Volume Dedicated to Charles Hard Townes on his 80th Birthday*. En Cohen-Tannoudji, C. The Autler-Townes Effect Revisited. Springer, 1996.
- [15] Lazo, O.G. *Estudio Experimental y Teórico de la Transición de Dos Fotones:  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  en Átomos Fríos de Rubidio*. Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2016.
- [16] Metcalf, J.; Straten, P. *Laser Cooling and Trapping*. Nueva York, Springer, 1999.
- [17] Meystre, P. *Atom Optics*. Nueva York, Springer, 2001.
- [18] Mojica, C.A. *Control digital de los láseres de enfriamiento y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica*. Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2011.
- [19] Santillán, J.R. *Caracterización de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM*. Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2015.
- [20] Hecht, E. *Optics*. Addison Wesley , Cuarta edición.
- [21] Haus, J. *Optical Sensors: Basics and Applications*. John Wiley and Sons.
- [22] [https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve\\_fit.html](https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html)
- [23] Graybill, F.; Hariharan, K. *Regression Analysis: Concepts and Applications*. Duxbury Press. Belmont, California.
- [24] Ponciano, F. *Espectroscopia de la transición cuadrupolar eléctrica  $5P_{3/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  en el Átomo de rubidio*. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2014.