



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Construcción y caracterización de sistema de
anclado de frecuencia de láser de cavidad
extendida usando dicroísmo óptico inducido por
campo magnético en rubidio atómico

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Carlos Enrique Romero Martínez

TUTOR

Dr. Jesús Flores Mijangos





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de Datos del Jurado

<p>1. Datos del Alumno Romero Martínez Carlos Enrique 5611100681 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 408094726</p>
<p>2. Datos del tutor Dr Jesús Flores Mijangos</p>
<p>3. Datos del sinodal 1 Dr Víctor Manuel Romero Rochín</p>
<p>4. Datos del sinodal 2 Dr Antonio Marcelo Juárez Reyes</p>
<p>5. Datos del sinodal 3 Dr Daniel Sahagún Sánchez</p>
<p>6. Datos del sinodal 4 Dr Asaf Paris Mandoki</p>
<p>7. Datos del trabajo escrito Construcción y caracterización de un sistema de anclado de frecuencia de láser de cavidad extendida usando dicroísmo óptico inducido por campo magnético en rubidio atómico 98p 2019</p>

Introducción

El desarrollo de sistemas de anclado de frecuencia de láser ha avanzado en tantas direcciones como aplicaciones han requerido mayor precisión y estabilidad.

La estabilización activa, o anclado, de la frecuencia de un láser es una característica clave de muchos experimentos en física atómica. Por ejemplo, el progreso en el campo de enfriamiento y atrapamiento de átomos requiere del control de la frecuencia de láser a una fracción del ancho de línea de la transición atómica.

La técnica DAVLL (dicroic atomic vapor laser lock) se basa en un haz de prueba linealmente polarizado que incide en una celda que contiene gas atómico, en este caso Rubidio. Sobre la celda se aplica un campo magnético lineal, donde el haz de láser atraviesa la celda paralelo a la dirección del campo magnético. En la celda el haz se puede ver como la superposición de dos haces circularmente polarizados perpendiculares. Cada polarización es absorbida a distintas frecuencias por los átomos en caso de haber un campo magnético como se ha descrito. A la salida de la celda el haz se ha de separar en dos componentes circularmente polarizadas y se obtiene la resta de ambas señales. Considerando el caso sencillo en que la frecuencia se encuentra cercana a la resonancia de $J = 0$ a $J = 1$. En la ausencia de campo magnético, los dos estados $m_J = \pm 1$ son degenerados, y ambas polarizaciones circulares derecha e izquierda son absorbidas de igual manera, como consecuencia la diferencia de señales es cero para todas las frecuencias. En caso de existir un campo magnético finito, la degeneración desaparece y el medio se vuelve dicróico. El centro de la línea de absorción para una polarización circular se ve desplazado hacia una frecuencia de láser mayor, mientras que para la otra polarización se ve desplazada a una frecuencia más baja. Finalmente la señal diferencia tiene una forma de dispersión con un amplio intervalo de anclaje, mientras que el intervalo mencionado es dependiente de la intensidad del campo magnético aplicado.

El objetivo de este trabajo es el estudio experimental, con elementos ya existentes en el laboratorio, de manera comprensible sobre las líneas DAVLL obtenidas de la transición en ^{85}Rb y ^{87}Rb , caracterizando su dependencia con el campo magnético.

Existen esquemas con haces de prueba-bombeo que alcanzan típicamente resolución sub-Doppler, por tanto el intervalo de anclaje (definido como el recorrido en frecuencia en que el sistema puede tolerar y regresar al punto deseado de anclaje) es típicamente de decenas de MHz para espectroscopía con metales alcalinos en la transición D2. En contraste, técnicas de un sólo haz, como en DAVLL, se tienen características espectrales con ensanchamiento Doppler y como consecuencia intervalos de anclaje mucho más amplios.

A diferencia del uso de líneas de dispersión como el espectro de polarización en Rubidio, la técnica DAVLL ofrece líneas de dispersión con intervalos grandes en frecuencia donde se tiene una línea recta con cierta pendiente no muy pronunciada, de manera que en esta región es posible anclar la frecuencia. El intervalo donde es posible obtener esta línea recta resulta dependiente de la intensidad de campo magnético. A mayor intensidad de campo, mayor es la diferencia en frecuencia del centro de los Doppler obtenidos en el espectro de absorción para ambas polarizaciones circulares derecha e izquierda y así, en la resta de las señales, se obtiene una región mayor donde es posible estabilizar la frecuencia de láser.

En la primera parte de este trabajo se introduce la información teórica concerniente a la estructura fina e hiperfina del Rubidio así como características principales. Lo que da una de las bases a la caracterización en frecuencia del sistema desarrollado. La parte teórica incluye la descripción del ensanchamiento Doppler que se obtiene en la espectroscopía de absorción y que más adelante debe superarse para observar la estructura hiperfina del Rubidio.

Más adelante se presenta la descripción para la absorción de un haz de luz circularmente polarizado para dar paso a una fundamentación sobre el origen del dicroísmo circular inducido por un campo magnético (DCM). En esta sección se presenta, de manera breve, el desarrollo de la teoría en la que se describen los coeficientes que dan las propiedades al DCM.

En el capítulo 1 se da una descripción de los principios de tres espectroscopías de interés en este trabajo: polarización, absorción y absorción saturada, poniendo atención en el ensanchamiento Doppler que ocurre en la espectroscopía de absorción.

En la sección siguiente se presenta la construcción de la parte experimental, enlistando en primera instancia el equipo de control y elementos ópticos utilizados. Asimismo se describe el circuito de detección construido en el laboratorio para la obtención de las señales de los fotodiodos que incluye un filtro pasabajos. Se describe el modo de operación del control del láser para la sintonía de la espectroscopía de absorción, se detallan los pasos para el control de temperatura y la corriente óptima de operación.

Más adelante se describe el funcionamiento del programa para sintonía y anclado de láser diseñado por Cristian Mojica en LabView, además de la obtención del espectro de absorción con el mismo. Se describe paso a paso el procedimiento que se ha de llevar a cabo para la sintonía de láser en las transiciones de interés.

Se describe entonces la implementación del campo magnético generado por el emboinado sobre la celda de rubidio para la generación de las señales de dispersión DAVLL y su caracterización al variar la intensidad de campo magnético.

Por último se presentan los resultados de los puntos de anclado sobre las curvas de dispersión a distintos valores de la intensidad de campo magnético, así como el

procedimiento general para la caracterización del sistema de anclado de frecuencia.

Índice general

1. Antecedentes	1
1.1. Ancho de líneas espectrales	1
1.1.1. Ensanchamiento Natural	2
1.1.2. Perfil Lorentziano de radiación emitida	3
1.1.3. Ensanchamiento Doppler	4
1.2. Espectroscopía de absorción	8
1.3. Espectroscopía de absorción saturada o libre de Doppler	9
1.3.1. Entrecruzamientos	14
1.4. Espectroscopía de Polarización	16
1.4.1. Principio de operación	16
2. Marco Teórico	21
2.1. Estructura y transiciones atómicas	21
2.2. Estructura fina	22
2.2.1. Interacción espín-órbita	22
2.2.2. Acoplamiento L-S	25
2.3. Estructura hiperfina	25
2.3.1. Interacción magnética dipolar	25
2.3.2. Interacción cuadrupolar eléctrica	26
2.4. Rubidio	28
2.4.1. Características del rubidio	28
2.4.2. Estructura atómica de rubidio	28
2.5. Interacción con campo magnético externo	29
2.6. Dicroísmo circular magnético	33
2.6.1. Polarización de la luz	34
2.6.2. Polarización circular	34
2.6.3. Probabilidades de Absorción	37
2.6.4. Descripción de parámetros A, B y C en la teoría del DCM	40
3. Dispositivo experimental	45
3.1. Sistema óptico	45
3.1.1. Circuito de detección	46
3.2. Control de láser	48
3.2.1. Temperatura	48
3.2.2. Corriente	49

3.3.	Balance de detectores	49
3.4.	Medición de frecuencia de batimiento de dos haces	50
3.4.1.	Adición de ondas de diferente frecuencia	50
3.5.	Obtención de espectros y estabilización de frecuencia	52
3.5.1.	Utilización de programa	53
3.5.2.	Láser SX-III	55
3.5.3.	Curva Umbral de respuesta de láser de 780nm (SX-III)	58
3.5.4.	Espectroscopía de absorción	58
3.5.5.	Espectroscopía de absorción libre de Doppler	60
3.5.6.	Calibración de Piezoeléctrico	64
3.5.7.	Caracterización de celda con embobinado	64
3.6.	Anclado de láser	65
3.6.1.	Principio de operación de programa de Anclado	65
3.6.2.	Curva DAVLL	67
3.6.3.	Puntos de anclado sobre la curva DAVLL y medición de frecuencia	70
3.7.	Resultados y Análisis	73
4.	Conclusiones	85
4.1.	Intervalos finales de anclado	85
4.2.	Ventajas de la técnica DAVLL	86
	Bibliography	89

Capítulo 1

Antecedentes

En este capítulo se describen los tópicos correspondientes a tres espectroscopías con el átomo de rubidio donde se analizan para su uso posterior. La espectroscopía de absorción es clave en la obtención de la curva de dispersión DAVLL.

Se describen también ensanchamientos en las líneas que ocurren en la experimentación, una de ellas debido al movimiento de los átomos que impide resolver las transiciones hiperfinas para niveles excitados del rubidio, por lo que es necesario recurrir a la técnica de espectroscopía de absorción saturada, la cual se describe en la tercera sección de este capítulo. El espectro obtenido con esta técnica es usado como referencia para la calibración del piezo eléctrico adjunto al láser y con esto se obtiene la frecuencia en función del voltaje aplicado al piezo eléctrico.

En la cuarta sección de este capítulo se describe la espectroscopía de polarización que resulta útil en el anclado de un segundo láser que sirve de comparación con el láser principal usado en este trabajo.

1.1. Ancho de líneas espectrales

Las líneas espectrales puramente monocromáticas no existen, es decir, una transición entre dos estados no es vista como una línea infinitamente delgada, sino que tiene una forma definida, que es independiente de cualquier sistema óptico usado en la observación de las líneas espectrales. Al hacer espectroscopía en muestras a baja presión las transiciones entre niveles de energía ocurren principalmente por absorción y emisión de radiación electromagnética.

Al estudiar más a fondo una transición entre un nivel inferior $|1\rangle$ y un nivel superior $|2\rangle$ con energías E_1 y E_2 respectivamente, la frecuencia central de la transición $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ tiene una distribución espectral $I(\omega)$.

Las principales causas de ensanchamiento son:

- a) Ensanchamiento natural
- b) Ensanchamiento Doppler y

c) Ensanchamiento por colisiones

Considerando un átomo en estado de reposo, la línea espectral emitida por este átomo muestra su forma natural. Al tener una energía térmica de forma que adquiere velocidad traslacional, la componente de la velocidad en la dirección del observador resultará en el cambio de frecuencia de la radiación emitida de acuerdo con el efecto Doppler. Una distribución Maxwelliana de velocidades a una temperatura dada implica diferentes velocidades con distintas probabilidades y por tanto con cierta amplitud llamada ancho Doppler, la cual es predicha a una temperatura dada. El ensanchamiento natural y Doppler se presentan incluso en ausencia de vecinos. Sin embargo, si los átomos no se encuentran aislados, existe un efecto de ensanchamiento adicional causado por colisiones atómicas.

El ensanchamiento natural y el ensanchamiento por colisiones son homogéneos mientras que el ensanchamiento Doppler no lo es. Esta homogeneidad se refiere a mecanismos que afectan de igual manera la forma de la línea de cada átomo o molécula de la muestra estudiada. En el caso inhomogéneo, átomos y moléculas contribuyen a diferentes partes de la línea, ocurre un efecto estadístico y por ello la forma de la línea es Gaussiana.

Es de interés en este trabajo el estudio de los ensanchamientos aquí enlistados pues en la espectroscopía realizada con rubidio gaseoso ha de tenerse en cuenta para resolver la estructura hiperfina, además de la descripción en el perfil obtenido en espectroscopía de absorción.

Es llamado *ancho de línea espectral* al intervalo en frecuencia $\gamma = |\omega_2 - \omega_1|$ entre las dos frecuencias ω_1 y ω_2 para las cuales $I(\omega_1) = I(\omega_2) = I(\omega_0)/2$.

1.1.1. Ensanchamiento Natural

De acuerdo a las leyes de la electrodinámica clásica, una carga que está acelerada radía.

Esta radiación lleva energía a expensas de la energía cinética de la partícula, esta partícula puede emitir la energía de excitación como radiación espontánea.

Se describe a continuación el electrón atómico excitado por medio del modelo clásico de un oscilador armónico amortiguado con frecuencia ω , masa m y constante de restauración k [7].

La pérdida de energía radiada resulta en amortiguamiento de la oscilación descrita por la constante γ .

Para átomos reales el amortiguamiento resulta extremadamente pequeño, lo que implica que $\gamma \ll \omega$. La amplitud de la oscilación $x(t)$ puede ser obtenida resolviendo la ecuación diferencial del movimiento

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0,$$

donde $\omega_0^2 = k/m$. La solución real de la ecuación anterior con valores iniciales $x(0) = x_0$ y $\dot{x}_0 = 0$ es

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} [\cos \omega t + (\gamma/2\omega) \sin \omega t]$$

Para amortiguamientos pequeños ($\gamma \ll \omega$) se puede usar la aproximación $\omega \simeq \omega_0$ y también es posible ignorar el segundo término en la ecuación anterior. Con esta aproximación, que es muy precisa para átomos reales, se obtiene la solución

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} \cos \omega_0 t$$

donde la frecuencia $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ corresponde a la frecuencia central $\omega_{ik} = (E_i - E_k)/\hbar$ de la transición atómica $E_i \rightarrow E_k$.

1.1.2. Perfil Lorenziano de radiación emitida

Debido a que la amplitud $x(t)$ de oscilación decrece gradualmente [7], la frecuencia de la radiación emitida no se mantiene monocromática como lo sería si la amplitud de la oscilación se mantuviera constante.

En la figura 1.1 se muestra la distribución en frecuencia relacionada a la función $x(t)$ usando una transformada de Fourier.

La oscilación $x(t)$ puede ser descrita como una superposición de oscilaciones monocromáticas $\exp(i\omega t)$ con amplitud $A(\omega)$

$$x(t) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty A(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

Las amplitudes $A(\omega)$ pueden ser calculadas usando la transformada de Fourier

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^\infty x(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty x_0 e^{-(\gamma/2)t} \cos(\omega_0 t) e^{-i\omega t} dt$$

El índice de integración inferior es tomado como cero ya que $x(t) = 0$ para $t < 0$. Al integrar la ecuación anterior se obtienen las amplitudes complejas

$$A(\omega) = \frac{x_0}{\sqrt{8\pi}} \left(\frac{1}{i(\omega - \omega_0) + \gamma/2} + \frac{1}{i(\omega + \omega_0) + \gamma/2} \right)$$

La intensidad real $I(\omega) \propto A(\omega)A^*(\omega)$ contiene términos con $(\omega - \omega_0)$ y $(\omega + \omega_0)$ en el denominador. En la vecindad de la frecuencia central ω_0 de una transición atómica donde $(\omega - \omega_0)^2 \ll \omega_0^2$, los términos con $(\omega + \omega_0)$ pueden ser ignorados y el perfil de intensidad de la línea espectral se convierte en

$$I(\omega - \omega_0) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

Para obtener la constante puede ser definido un perfil de intensidad normalizado $L(\omega - \omega_0) = I(\omega - \omega_0)/I_0$ de forma que

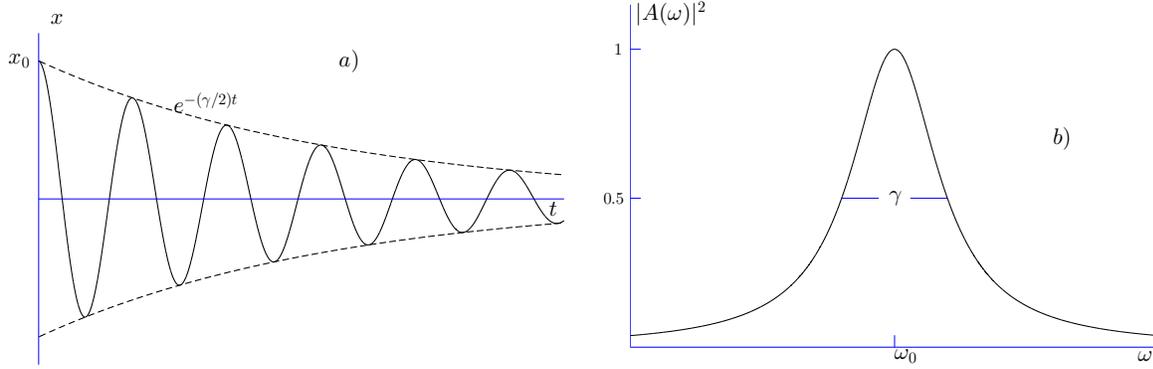


Figura 1.1: Oscilación amortiguada (a). Distribución en frecuencia $A(\omega)$ de amplitudes obtenida por transformación de Fourier (b)

$$\int_0^{\infty} L(\omega - \omega_0) d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\omega - \omega_0) d(\omega - \omega_0) = 1$$

Al realizar la integración la constante resulta $C = I_0\gamma/2\pi$ y se obtiene

$$L(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (1.1)$$

La ecuación anterior es un *perfil Lorentziano normalizado* que tiene como ancho de banda $\delta\omega_n = \gamma$. Cualquier distribución de intensidad con un perfil Lorentziano tiene la forma

$$I(\omega - \omega_0) = I_0 \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} = I_0 L(\omega - \omega_0)$$

el cual tiene un pico de intensidad $I(\omega_0) = 2I_0/(\pi\gamma)$, con $I_0 = \int I(\omega) d\omega$.

1.1.3. Ensanchamiento Doppler

La descripción que se hace en esta sección es útil para entender la espectroscopía de absorción que se discute en la sección 1.2, en la cual se trabaja con una muestra gaseosa a baja presión y en la absorción del haz se visualiza este tipo de ensanchamiento en el perfil del espectro obtenido.

Una de las mayores contribuciones al ancho de la línea espectral en gases a bajas presiones es el ancho Doppler, que es debido al movimiento de las moléculas que absorben o emiten. Considérese una molécula con velocidad $\vec{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$ relativo al marco de referencia de un observador. La frecuencia central de una línea de emisión atómica que es ω_0 en el sistema coordinado del átomo experimenta un corrimiento Doppler

$$\omega_e = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (1.2)$$

para un observador que ve hacia el átomo que emite en dirección contraria al vector de onda \vec{k} de la radiación emitida. La frecuencia de emisión aparente ω_e se ve incrementada si el átomo se mueve hacia el observador ($\vec{k} \cdot \vec{v} > 0$), y disminuye si el átomo se aleja ($\vec{k} \cdot \vec{v} < 0$). De forma análoga se puede ver que la frecuencia de absorción ω_0 de un átomo que se mueve con velocidad \vec{v} a través de una onda electromagnética plana de la forma $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ presenta un corrimiento. La frecuencia de onda ω en el marco en reposo se observa en el marco del átomo en movimiento como

$$\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$$

El átomo sólo puede absorber si ω' coincide con su frecuencia propia ω_0 . La frecuencia de absorción resulta entonces

$$\omega_a = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}.$$

En este caso la frecuencia de absorción ω_a se incrementa para $\vec{k} \cdot \vec{v} > 0$ y decrece si $\vec{k} \cdot \vec{v} < 0$ (cuando el átomo se mueve en contra de la dirección de propagación de la luz). Si se elige la dirección $+z$ coincidiendo con la dirección de propagación de la luz, la ecuación anterior, con $\vec{k} = \{0, 0, k_z\}$ y $|k| = 2\pi/\lambda$, se convierte en

$$\omega_a = \omega_0(1 + v_z/c).$$

En el equilibrio térmico, las moléculas de un gas siguen la distribución de velocidades de Maxwell. A la temperatura T , el número de moléculas $n_i(v_z)dv_z$ en el nivel E_i por unidad de volumen con una componente de velocidad entre v_z y dv_z es

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_p\sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_p)^2} dv_z, \quad (1.3)$$

donde $N_i = \int n_i(v_z)dv_z$ es la intensidad de todas las moléculas en el nivel E_i , $v_p = \sqrt{2kT/m}$ es la velocidad más probable, m es la masa de la molécula, y k es la constante de Boltzman.

Sustituyendo v_z y dv_z en la ecuación 1.3 se obtiene el número de átomos cuya frecuencia de absorción ha sido recorrida de la frecuencia ω_0 al intervalo comprendido entre ω y $\omega + d\omega$

$$n_i(\omega)d\omega = N_i \frac{c}{\omega_0 v_p \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_p} \right)^2 \right] d\omega \quad (1.4)$$

Ya que la potencia radiada absorbida $P(\omega)d\omega$ es proporcional a la densidad $n_i(\omega)d\omega$ de los átomos absorbiendo en el intervalo $d\omega$, el perfil de intensidad de una línea espectral con ensanchamiento Doppler se vuelve

$$I(\omega) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_p} \right)^2 \right]. \quad (1.5)$$

La ecuación anterior es un perfil Gaussiano con un ancho de banda total

$$\delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2}\omega_0 v_p/c = \left(\frac{\omega_0}{c}\right)\sqrt{8kT\ln 2/m}, \quad (1.6)$$

también conocido como *ancho Doppler*. Despejando $\omega_0 v_p/c$ de 1.6 y usando la aproximación $1/(4\ln 2) = 0.36$ se obtiene

$$I(\omega) = I_0 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{0.36\delta\omega_D^2}\right) \quad (1.7)$$

El ancho Doppler en unidades de frecuencias se puede reducir usando los valores de k , m , y c para obtener

$$\Delta\nu_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M} [\text{Hz}] \quad (1.8)$$

donde M = es la masa atómica.

La ecuación anterior proporciona el ancho de banda total, la cual se derivó de la ecuación 1.6.

En el tratamiento con rubidio en cuestión, la temperatura a la que se trabajó fue a temperatura ambiente del laboratorio la cual se mantuvo en aproximadamente 290K.

Se obtiene así el ancho Doppler para transiciones de ^{85}Rb y ^{87}Rb de su estructura fina.

En las tablas 1.1 y 1.2 se muestran las transiciones reales y entrecruzamientos para la transición $5S_{1/2}$ a $5P_{3/2}$ del rubidio. Se presenta la transición real como $F \rightarrow F'$ y los entrecruzamientos[14] como $F \rightarrow (F'_i, F'_j)$ donde F'_i y F'_j representan los estados excitados cuyo estado base es el mismo.

^{85}Rb				
$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$		$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$
$2 \rightarrow 1$	1657.66		$3 \rightarrow 2$	-1348.75
$2 \rightarrow (1, 2)$	1672.32		$3 \rightarrow (2, 3)$	-1317.06
$2 \rightarrow 2$	1686.97		$3 \rightarrow 3$	-1285.37
$2 \rightarrow (1, 3)$	1704.01		$3 \rightarrow (2, 4)$	-1256.69
$2 \rightarrow (2, 3)$	1718.66		$3 \rightarrow (3, 4)$	-1225.00
$2 \rightarrow 3$	1750.36		$3 \rightarrow 4$	-1164.63

Tabla 1.1: Transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ del ^{85}Rb

Un análisis más detallado muestra que las líneas espectrales con ensanchamiento Doppler no pueden ser representadas puramente por un perfil Gaussiano. La razón de lo anterior es que no todos los átomos con una componente de velocidad definida v_z absorben radiación a la misma frecuencia $\omega' = \omega_0(1 + v_z/c)$. Debido al tiempo de vida finito de los niveles de energía atómicos, se genera una respuesta en frecuencia representada en un perfil Lorentziano con frecuencia central ω'

^{87}Rb			
$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$	$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$
$1 \rightarrow 0$	3969.17	$2 \rightarrow 1$	-2793.20
$1 \rightarrow (1, 0)$	4005.33	$2 \rightarrow (1, 2)$	-2714.61
$1 \rightarrow 1$	4041.49	$2 \rightarrow 2$	-2636.03
$1 \rightarrow (0, 2)$	4083.91	$2 \rightarrow (1, 3)$	-2581.09
$1 \rightarrow (1, 2)$	4120.07	$2 \rightarrow (2, 3)$	-2502.50
$1 \rightarrow 2$	4198.65	$2 \rightarrow 3$	-2368.97

Tabla 1.2: Transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ del ^{87}Rb

$$L(\omega - \omega') = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega')^2 + (\gamma/2)^2}.$$

Sea $n(\omega')d\omega' = n(v_z)dv_z$ el número de átomos por unidad de volumen con componente z de velocidad dentro del intervalo $(v_z, v_z + dv_z)$. La distribución de intensidad espectral $I(\omega)$ de la absorción total de todos los átomos en la transición $E_i \rightarrow E_k$ es

$$I(\omega) = I_0 \int n(\omega')L(\omega - \omega')d\omega'. \quad (1.9)$$

Insertando la ecuación (1.1) y (1.4) en la anterior se obtiene

$$I(\omega) = C \int_0^\infty \frac{e^{-[c(\omega_0 - \omega')/(v_p \omega_0)]^2}}{(\omega - \omega')^2 + (\gamma/2)^2} \quad (1.10)$$

con

$$C = \frac{\gamma N_i c}{2v_p \pi^{3/2} \omega_0}$$

Este perfil de intensidad, que es una convolución de perfiles Lorentziano y Gaussiano, es conocido como perfil de *Voigt*.

Se calcula el ancho de banda total que genera el efecto Doppler para la línea D_2 de los isótopos de Rubidio a una frecuencia 384.23035THz correspondiente a la separación entre los estados de estructura fina $5S_{1/2}$ y $5P_{3/2}$.

Ensanchamiento Doppler [MHz]	
^{85}Rb	510.5415
^{87}Rb	504.6407

Tabla 1.3: Ensanchamientos para línea D2 en transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Se calcula a una temperatura de 300K.

Debido a este ensanchamiento es necesario hacer uso de las técnicas de espectroscopía más adelante descritas con el objetivo de visualizar la estructura hiperfina. Las

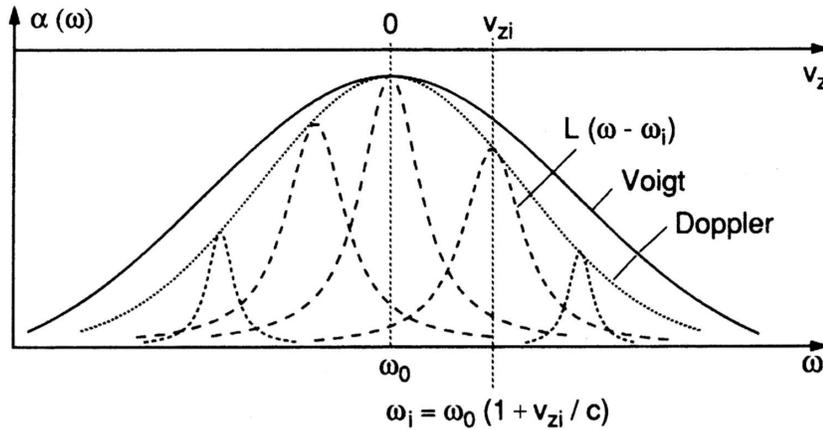


Figura 1.2: Perfil de Voigt [7] como convolución de líneas con forma Lorentziana $L(\omega_0 - \omega_i)$ de átomos con diferente componente de velocidad v_{zi} y frecuencia central de absorción $\omega_i = \omega_0(1 + v_{zi}/c)$

frecuencias de las transiciones resultan indispensables en la caracterización del sistema construido en el presente trabajo.

1.2. Espectroscopía de absorción

La representación de la cantidad de radiación absorbida o emitida por un sistema frente a la frecuencia de la radiación es lo que se conoce como espectro. El acercamiento más directo a la espectroscopía de absorción es con la generación de radiación con una fuente, obtener un espectro de referencia de tal radiación y volver a medir el espectro de la muestra después de colocar el material de interés entre la fuente y el detector. Para espectroscopía generalmente es deseable que la fuente cubra un amplio intervalo de longitudes de onda de modo que se mida una región amplia del espectro de absorción.

En este trabajo se usa un láser mono modal sintonizable para el registro del perfil de absorción. Las mediciones de absorción se han realizado en la región infrarroja del espectro a fin de sintonizar transiciones entre niveles electrónicos. En el trabajo de medición se observa fluorescencia que ha resultado útil en la sintonía del láser. Esta fluorescencia a 780nm es incluso observable a simple vista con ayuda de visores infrarrojos.

Al usar en este trabajo átomos de rubidio se obtiene un espectro en la región infrarroja que permite más adelante trabajar con un rango amplio de frecuencias del láser.

La espectroscopía aquí estudiada se centra en la línea D2 del Rubidio, y permite

1.3. ESPECTROSCOPIA DE ABSORCIÓN SATURADA O LIBRE DE DOPPLER⁹



Figura 1.3: Esquema básico de espectroscopía de absorción, fuente de luz, muestra y detector.

resolver la estructura hiperfina sólo para el estado base, mientras que para el estado excitado el ensanchamiento Doppler no permite visualizar transiciones hiperfinas. En este caso se muestra parte de la estructura hiperfina del nivel base, sintonizando el pozo con $F=3$ de ^{85}Rb y $F=2$ de ^{87}Rb .

En la figura 1.3 se muestra el arreglo básico necesario para la espectroscopía de absorción. Se hace pasar un haz de prueba, con frecuencia sintonizable, a través de una celda que contiene vapor de rubidio y a la salida se tiene un detector que monitorea las caídas de intensidad que experimenta el haz. La intensidad medida por el detector se relaciona con la frecuencia de la luz emitida y se obtiene un perfil de absorción.

A partir de la ecuación 1.7 y de los valores en frecuencia para las transiciones mostradas en las tablas 1.1, 1.2 y 1.3 se obtiene el espectro de absorción teórico (figura 1.4) para la línea D2 del Rubidio como ejemplificación. Se muestra la parte del espectro correspondiente a las transiciones para $F = 3 \rightarrow F'$ de ^{85}Rb y de $F = 2 \rightarrow F'$ de ^{87}Rb .

1.3. Espectroscopía de absorción saturada o libre de Doppler

En esta sección se describe el principio de la espectroscopía de absorción saturada o libre de Doppler que es útil para resolver la estructura hiperfina del nivel excitado $5P_{3/2}$ del Rubidio.

Esta técnica se implementa usando el haz principal, y es útil en la obtención de una curva de calibración del voltaje aplicado al piezoeléctrico del láser y la frecuencia sintonizada.

El montaje y elementos utilizados en el laboratorio se describen en la sección 3.5.5. Se derivó la forma de la línea para el ensanchamiento Doppler en la sección 1.1.3.

Esta técnica está basada en la saturación selectiva en velocidades de transiciones atómicas con ensanchamiento Doppler. A diferencia de la espectroscopía de absorción, en este caso la resolución espectral no se encuentra limitada por el ancho Doppler sino por el ancho mucho menor de los pozos de Lamb.

En la figura 1.5 se ilustra en un ejemplo la ganancia en resolución espectral de

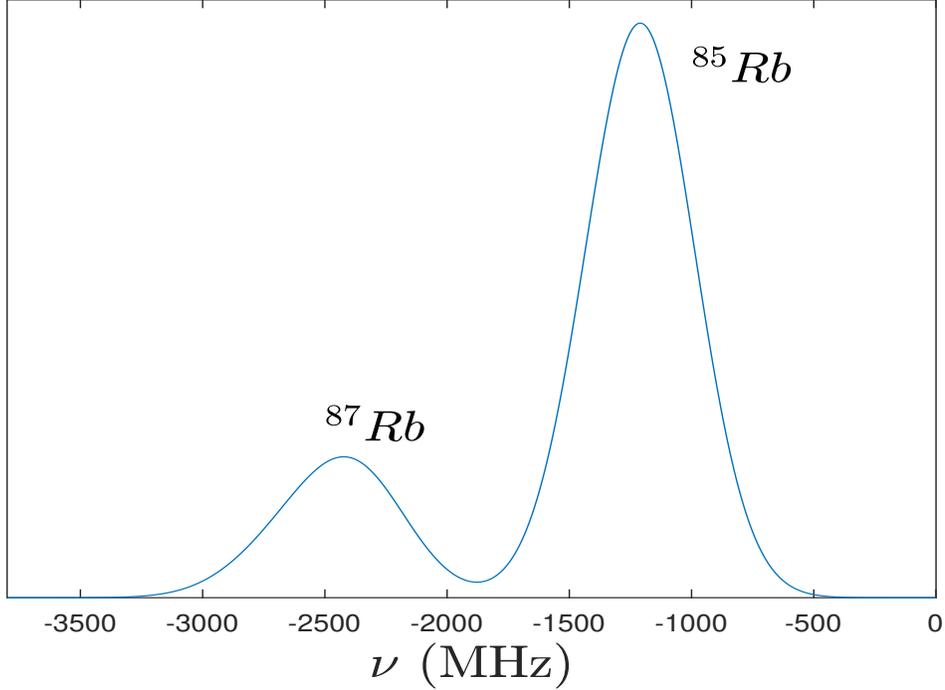


Figura 1.4: Espectro de absorción teórico correspondiente a las transiciones entre el nivel $5S_{1/2}$ y $5P_{3/2}$ para $F = 3 \rightarrow F'$ de ^{85}Rb y de $F = 2 \rightarrow F'$ de ^{87}Rb .

dos transiciones desde un nivel común más bajo $|c\rangle$ a dos niveles escasamente espaciados $|a\rangle$ y $|b\rangle$. Aun cuando los perfiles Doppler de cada transición se traslapan completamente, sus pozos estrechos de Lamb pueden ser separados mientras ocurra que $\Delta\omega = \omega_{ca} - \omega_{cb} > 2\gamma_s$ (γ ancho a mitad de máximo de línea de saturación[7]).

El principio básico de la espectroscopia de absorción saturada consiste en la implementación de dos haces que provienen de un láser. Como se puede ver en el ejemplo del arreglo experimental de la figura 1.6, el haz de salida del láser es dividido en un haz débil de prueba (I_2) y uno con mayor intensidad que es el de bombeo (I_1), normalmente en una proporción de 10:1 con el primer haz. Ambos haces tienen la misma frecuencia ω y pasan a través de la muestra absorbente en direcciones opuestas. De este modo la parte transmitida del haz de *prueba* a través de la celda con vapor atómico es sensada por un fotodiodo y reproduce la señal espectroscópica.

El haz de bombeo interactúa con átomos que tienen velocidad $v = (\omega - \omega_0)/k$ y excita muchos de ellos al nivel superior. Cuando la intensidad del haz de prueba $I_{t2}(\omega)$ es medido como función de la frecuencia ω , la señal de detección $DS(\omega) \propto I_2 - I_{t2}$ muestra los perfiles de absorción ensanchados por Doppler con pozos de Lamb en sus centros.

El hueco producido en la población del nivel bajo por un haz de intensidad I tiene ancho

1.3. ESPECTROSCOPIA DE ABSORCIÓN SATURADA O LIBRE DE DOPPLER11

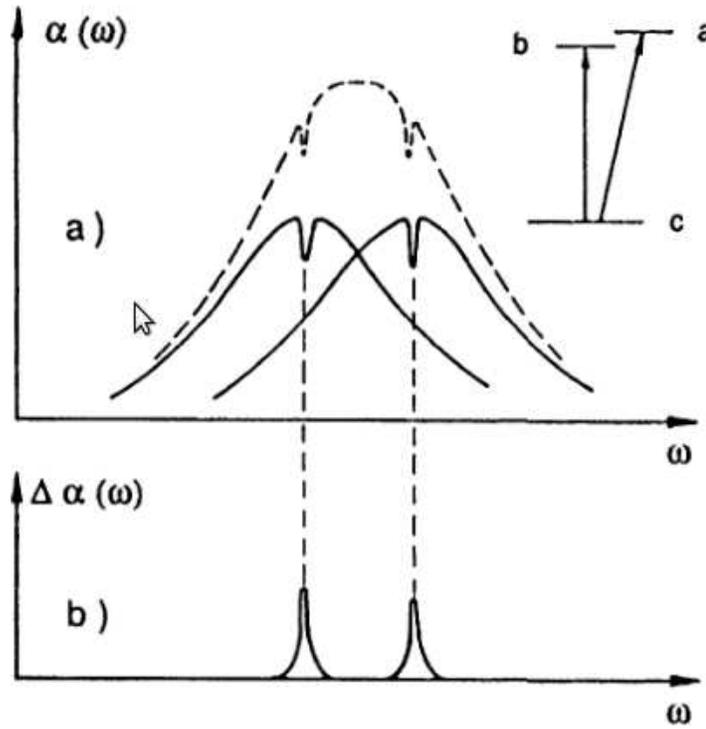


Figura 1.5: Resolución espectral de pozos de Lamb de dos transiciones con perfiles Doppler que tienen la misma probabilidad de ocurrir.

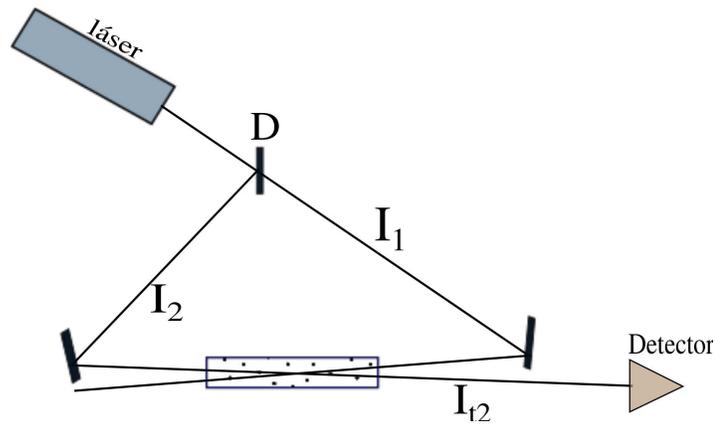


Figura 1.6: Esquema básico de espectroscopía de absorción saturada: dos haces contra-propagantes, muestra de gas atómico, detector.

$$\Delta\omega_{hueco} = \gamma \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

Cuando el láser tiene una frecuencia lejana a la frecuencia de resonancia, $|\omega - \omega_0| \gg \Delta\omega_{hueco}$, los haces de prueba y bombeo interactúan con átomos diferentes de modo que el haz de prueba no se ve afectado por el haz de bombeo, como se ilustra en la parte izquierda y derecha de la figura 1.7 a).

El pequeño ángulo α [rad] que resulta del cruzamiento de los haces contrapropagantes dentro de la celda da lugar a un ancho Doppler residual $\delta\omega_1 = \Delta\omega_D\alpha$. Si los haces de bombeo y prueba son estrictamente anticolineales ($\alpha = 0$) el haz de prueba es dirigido de vuelta al láser, resultando en inestabilidad del láser. Esto puede evitarse con la implementación de un aislante óptico como un aislante de Faraday, el cuál gira el plano de polarización en un ángulo de 90° y suprime el haz reflejado.

En una muestra donde se tiene radiación electromagnética con alta intensidad, la diferencia de población entre los dos niveles se reduce conforme el átomo es excitado. La ecuación para el coeficiente de absorción resulta [10]

$$\kappa(\omega) = \int (N_1(v) - N_2(v))\sigma_{abs}(\omega - kv)dv \quad (1.12)$$

donde N_1 y N_2 son las densidades de población en los niveles 1 y 2 respectivamente, con velocidades entre v y $v + dv$. El haz de bombeo interactúa con los átomos de velocidad $v = \frac{\omega - \omega_0}{k}$ y los excita al nivel superior. Esto crea un hueco en la distribución de población en el estado inicial. El hueco en el perfil de población del estado base tiene un ancho debido al haz de intensidad I . A densidades bajas casi todos los átomos permanecen en el nivel 1, de modo que $N_1(v) \simeq N(v)$ tiene una distribución Gaussiana y $N_2 \simeq 0$, como se muestra en la figura 1.8 a). Para todas las intensidades, la integral de las densidades en cada valor de la velocidad es igual al número de densidad total en ese nivel, i.e.

$$\int_{-\infty}^{\infty} N_1(v)dv = N_1,$$

y similarmente para N_2 .

En la espectroscopía de absorción saturada la cantidad $N_1(v) - N_2(v)$ se ve afectada por la interacción con el láser de mayor intensidad, como se muestra en la figura 1.8 b)

Cerca de la frecuencia de resonancia $\omega \simeq \omega_0$ ambos haces interactúan con átomos con velocidad $v \simeq 0$, y el hueco causado por el haz de bombeo reduce la absorción del haz de prueba. Por tanto, la saturación de la absorción causado por el haz de bombeo conduce a un pico angosto en la intensidad del haz de prueba transmitido a través de la muestra, lo cual es señalado en la figura 1.7 b). Normalmente, el haz de bombeo tiene una intensidad cerca de la intensidad de saturación I_{sat} , de modo que los picos de absorción saturada poseen un ancho de línea mayor al ancho natural. El intervalo de velocidades de los átomos que interactúan con la luz tiene una extensión de velocidad $\Delta v = \Delta\omega_{hueco}/k$.

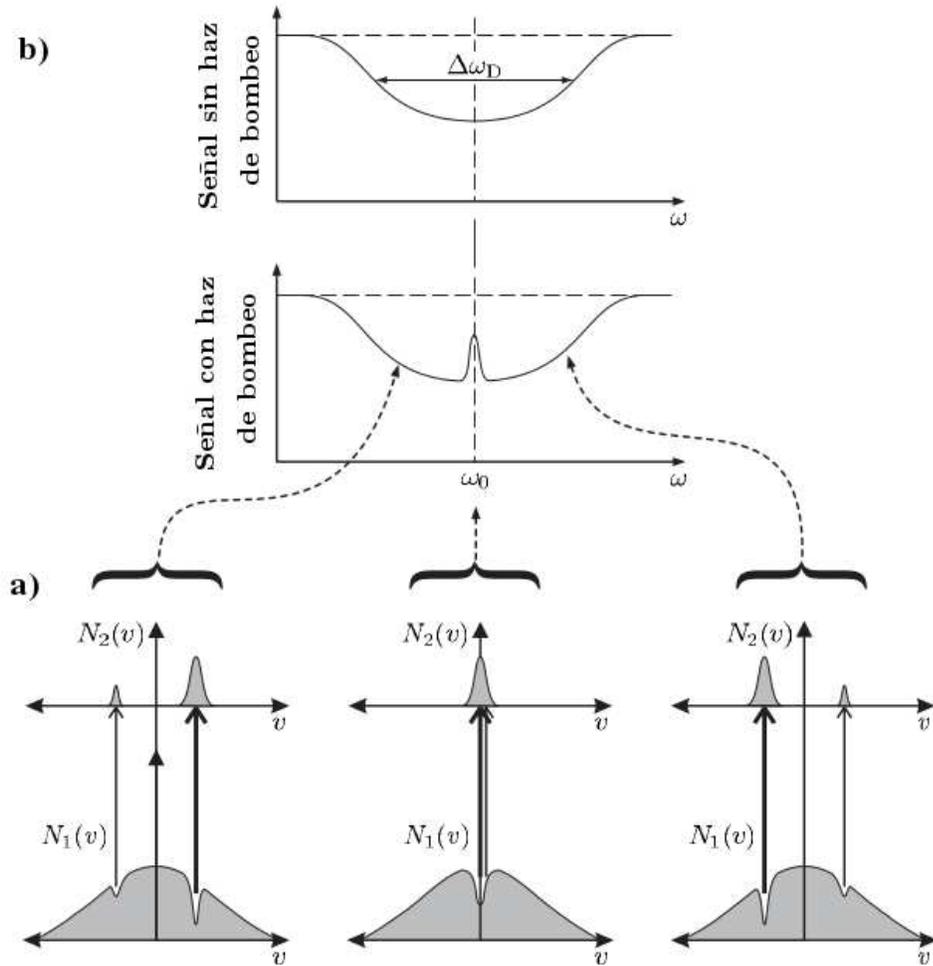


Figura 1.7: b) Gráfica de la intensidad del haz de prueba a través de la celda en función de la frecuencia del láser. Con el haz de bombeo bloqueado se obtiene sólo la absorción con ensanchamiento Doppler, mientras que en la presencia del haz de bombeo aparece un pico angosto en la frecuencia de resonancia atómica. c) Las densidades de población de los niveles $N_1(v)$ y $N_2(v)$ como función de la velocidad para tres frecuencias de láser diferentes: inferior, igual y por encima de la resonancia atómica. Se muestra el efecto de los haces de prueba y bombeo. Si el láser tiene una frecuencia menor a la resonancia, el haz de prueba será absorbido por átomos que se mueven hacia la fuente del haz, mientras que el haz de prueba será absorbido por átomos que con la misma velocidad y en dirección opuesta. Si la frecuencia del láser está por encima de la resonancia, ocurre lo opuesto.

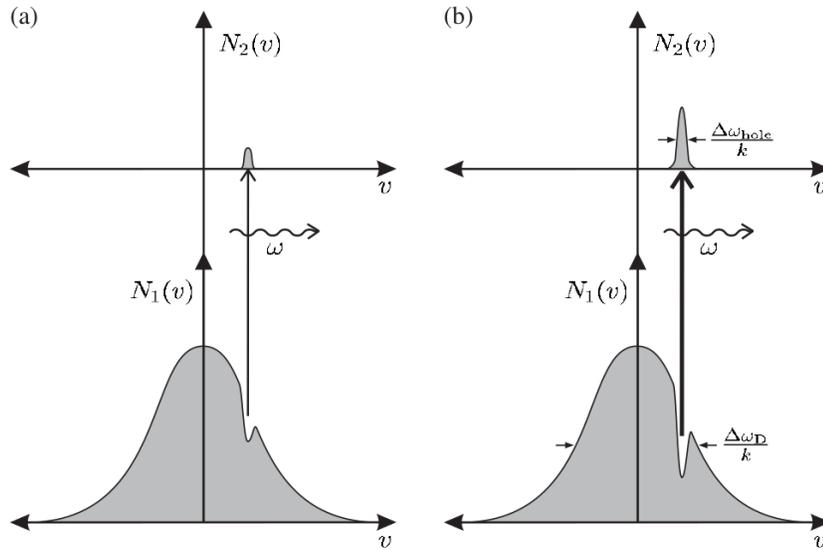


Figura 1.8: (a) Un haz débil no altera significativamente la densidad átomos en cada nivel. La densidad en el nivel bajo $N_1(v)$ tiene una distribución Gaussiana de velocidades característica con ensanchamiento Doppler $\Delta\omega_D/k$. El nivel mayor tiene una población muy baja $N_2(v) \simeq 0$. (b) El haz de alta intensidad genera un hueco mayor y la diferencia en las poblaciones $N_1(v) - N_2(v)$ tiende a cero para átomos que interactúan más fuertemente con la luz láser.

1.3.1. Entrecruzamientos

En el espectro de absorción saturada, si dos transiciones atómicas con un nivel inicial energético común se traslapan dentro del ancho Doppler, ocurren picos extra llamadas entrecruzamientos (*cross-over*) en el espectro de los pozos de Lamb. Para ilustrarlo se usa como ejemplo el átomo de tres niveles de la figura 1.9 a).

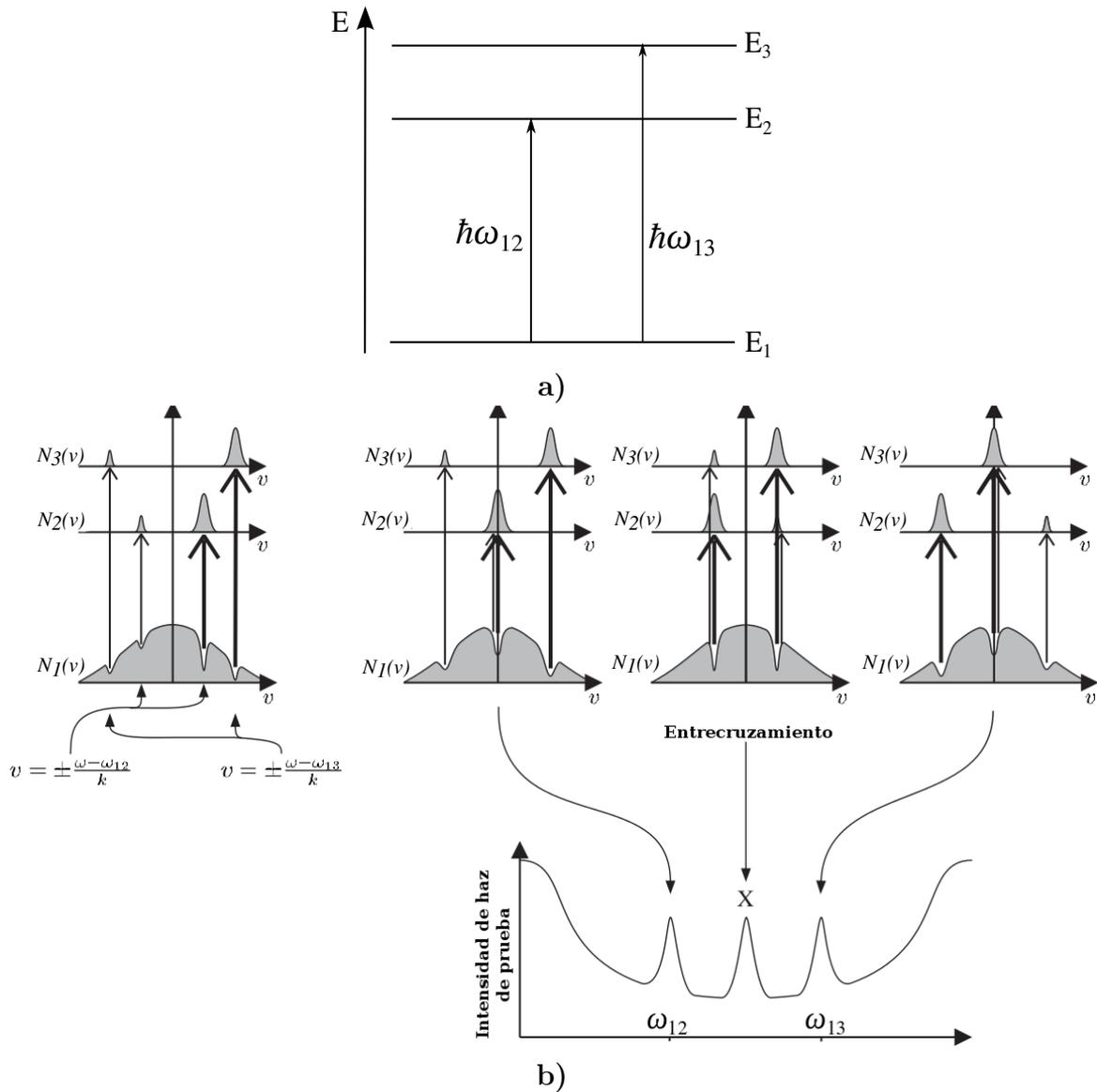


Figura 1.9: Formación de frecuencia de entrecruzamiento. a) Un átomo de tres niveles con dos transiciones permitidas a frecuencias angulares ω_{12} y ω_{13} . b) Aparición de entrecruzamiento en X, el punto medio entre dos picos de absorción saturada correspondientes a transiciones con frecuencias angulares ω_{12} y ω_{13} .

Para explicar la aparición de estos picos extras hemos de considerar un átomo de tres niveles, donde el haz de bombeo causa dos huecos en la distribución de velocidad. Estos huecos dan lugar a la generación de dos picos en el espectro cuando la frecuencia del láser corresponde a las frecuencias de las dos transiciones. Se observa entonces, además de las señales de saturación en ω_{12} y ω_{13} (donde hay saturación para $v_z = 0$), una señal de saturación adicional (entrecruzamiento) para un valor de la frecuencia $\omega = (\omega_{12} + \omega_{13})/2$ ya que una de las dos ondas causa un decremento $-\Delta N_1$ de la densidad de población N_1 en un nivel bajo común, que es examinado por la segunda onda en otra transición. El pico adicional aparece cuando el hueco causado por una

transición reduce la absorción para la otra transición. Como se muestra en la figura 1.9 b), la simetría de la situación indica que los entrecruzamientos ocurren exactamente a la mitad entre dos picos de absorción saturada. Esta propiedad permite identificar los entrecruzamientos en un espectro de absorción saturada.

1.4. Espectroscopía de Polarización

Se describe a continuación el principio básico de la espectroscopía de polarización ya que es usada para el anclaje para uno de los láseres utilizados en el presente trabajo.

El espectro de polarización surge del cambio en el *estado de polarización* de la onda de prueba inducido por una onda de bombeo polarizada circularmente [7]. Debido al bombeo óptico el haz de bombeo causa un cambio en el índice de refracción n y en el coeficiente de absorción α , lo que vuelve al medio birrefringente. Esta técnica usada en el laboratorio resultó útil en la obtención de una curva de calibración de frecuencia y voltaje del láser principal, de modo que se mantuvo en una frecuencia de transición de ^{85}Rb , sirviendo ésta como punto de referencia al hacer batimiento entre ambos haces. La forma en que se usan los dos haces se detalla en las secciones 3.4 y 3.6.3.

1.4.1. Principio de operación

Para ilustrar la idea de la espectroscopía de polarización se muestra la figura 1.10. La salida de un haz monocromático de un láser sintonizable es dividido en un haz de prueba de débil intensidad I_1 y un haz de bombeo con mayor intensidad I_2 . El haz de prueba pasa a través de un polarizador lineal P_1 , la celda con la muestra, y un segundo polarizador lineal P_2 que está rotado 90° con respecto a P_1 . Sin el haz de bombeo, la muestra es isotrópica y el detector detrás de P_2 recibe sólo una pequeña cantidad de la señal causada por la transmisión residual del polarizador cruzado

El haz de bombeo pasa a través de una placa $\lambda/4$ que vuelve el haz circularmente polarizado. La dirección del haz de bombeo es cambiada para ir en sentido contrario a un haz de prueba. Cuando la frecuencia ω del haz es sintonizada a una transición atómica $(J'', M'') \rightarrow (J', M')$, átomos del nivel (J'', M'') pueden absorber el haz de bombeo. El número cuántico M que describe la proyección de J sobre la dirección de propagación sigue la regla de selección $\Delta M = +1$ para las transiciones $M'' \rightarrow M'$ inducidas por σ^+ luz circularmente polarizada $M'' \rightarrow M' = M'' + 1$. Los estados de estructura hiperfina M'' del nivel J'' se vuelven parcialmente poblados debido a la saturación, lo cual depende de la intensidad del haz de bombeo, de la sección de absorción transversal $\sigma(J'', M'' \rightarrow J', M')$ y de posibles procesos de relajación que pueden repoblar el nivel (J'', M'') . El proceso de bombeo produce una saturación desigual y con ello una población no uniforme de los subniveles M , que es equivalente a una distribución anisotrópica para las orientaciones del vector de momento angular J .

Una muestra anisotrópica como la anterior resulta birrefringente para el haz incidente linealmente polarizado. El plano polarización de haz de prueba se ve ligeramente rotado después de haber pasado por la muestra anisotrópica. A diferencia del efecto

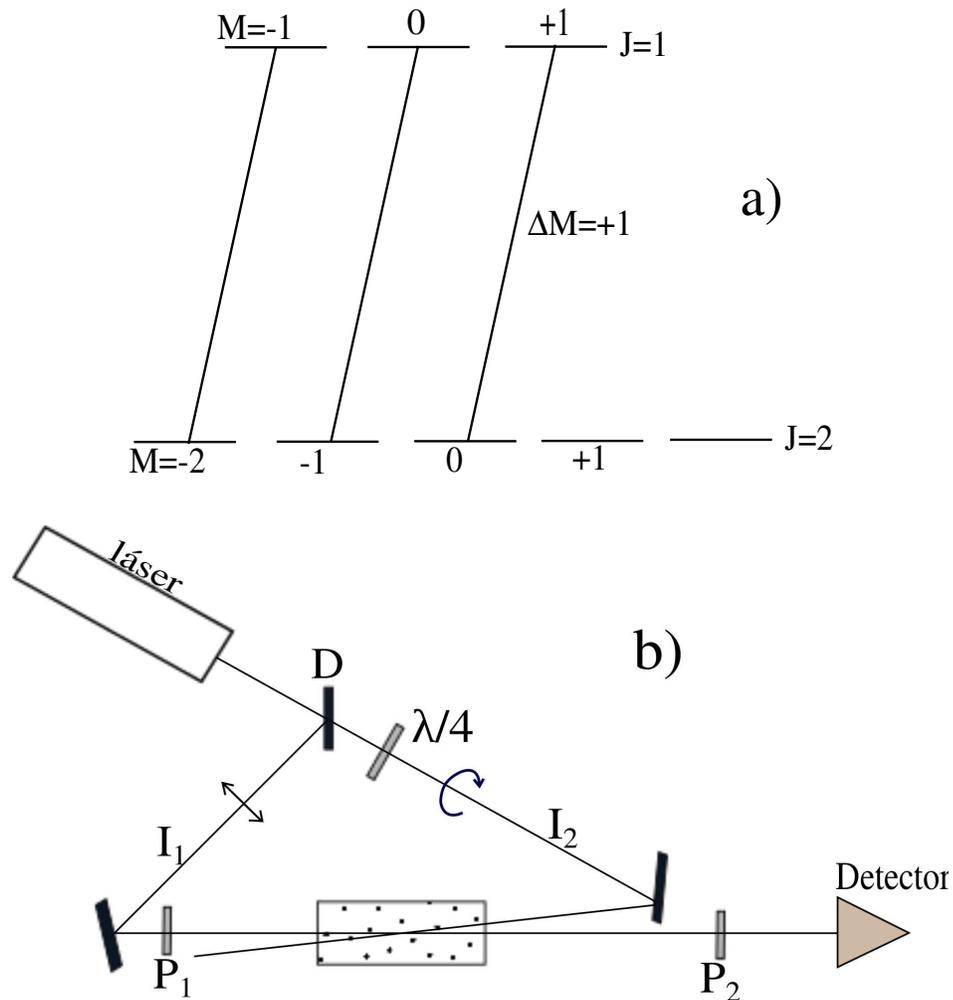


Figura 1.10: Esquema experimental para espectroscopía de polarización. a) El haz de bombeo con polarización circular σ^+ provoca las transiciones mostradas entre los niveles $J = 2 \rightarrow J = 1$ b) Arreglo teórico para experimento

Faraday donde todas las moléculas se encuentran orientadas, en la espectroscopía de polarización sólo los átomos que interaccionan con el haz de bombeo monocromático muestran esta orientación no-isotrópica.

Cuando $\omega = \omega_0$ los haces de bombeo y prueba interaccionan con el mismo grupo de átomos de la muestra y el haz de prueba experimenta birrefringencia producida por el haz de bombeo. Al producirse ésto, el haz de prueba podrá rotar su eje de polarización y al pasar por el segundo polarizador, parte del haz será detectado por un diodo receptor. De este modo la señal recibida en el detector resulta libre de ensanchamiento Doppler.

El espectro de polarización presentado en este trabajo difiere del descrito anteriormente. Los polarizadores P1 y P2 son eliminados (ver figura 1.10). El haz de prueba es rotado un ángulo de 45° antes de pasar por la celda con la muestra de rubidio y a su salida de la celda se coloca un cubo polarizador de manera que en ausencia del haz de bombeo, el haz de prueba es recibido en dos detectores a la salida del cubo polarizador detectando la misma intensidad. Cuando el haz de bombeo se enciende, se produce una anisotropía en el vapor de rubidio y el plano de polarización del haz de prueba experimenta una rotación. Como consecuencia se produce una diferencia en las señales obtenidas en los detectores y se tiene una curva de dispersión diferente de cero.

En la figura 1.11 se muestra el espectro de polarización obtenido experimentalmente con la variante antes descrita. El haz de prueba con polarización lineal y enviado a 45 grados es equivalente a la superposición de dos haces con polarización circular derecha e izquierda, de esta manera uno de ellos experimentará mayor absorción a través de la muestra que el otro, dando lugar a la birrefringencia, a su salida se analiza cada componente con un cubo polarizador y se toma la resta de ambas señales. Esta técnica fue utilizada para el anclado de frecuencia del láser auxiliar empleado en este trabajo, el cuál se mantuvo en la transición $3 \rightarrow 4$ de ^{85}Rb .

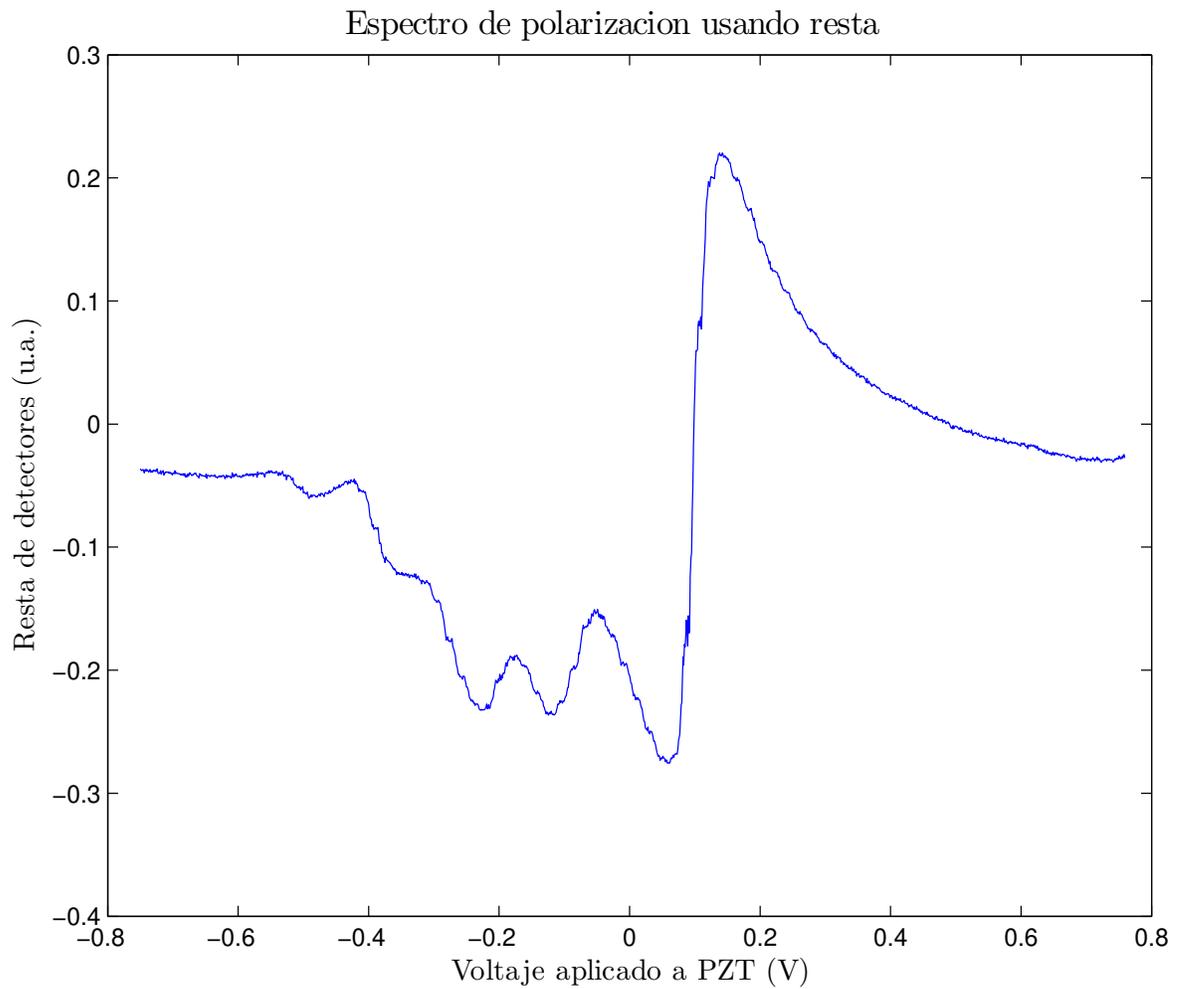


Figura 1.11: Ejemplo de espectro de polarización experimental. Resultado de la diferencia de señales obtenidas de fotodetectores. Región del espectro correspondiente a ^{87}Rb $2 \rightarrow F'$

Capítulo 2

Marco Teórico

En este capítulo se abordan los fundamentos sobre transiciones atómicas, estructura fina e hiperfina, así como las características del rubidio.

Se hace una descripción para la interacción de los niveles de energía del átomo en presencia de un campo magnético, incluyendo el efecto Zeeman para la estructura hiperfina. Se ejemplifica también el cambio en energía de un nivel de la estructura hiperfina en el estado base y uno en el estado excitado.

Se incluye en la descripción, en una sección, una manera general del origen del dichroísmo circular magnético.

Por último se hace una descripción cualitativa de la interacción de la radiación con el átomo de rubidio en presencia del campo magnético.

2.1. Estructura y transiciones atómicas

En esta sección se estudia la teoría para átomos alcalinos, los cuáles poseen un solo electrón en su capa más externa. El hecho de poseer un sólo electrón en su capa más externa hace conveniente su estudio ya que es posible aplicar la teoría desarrollada para el átomo de hidrógeno más algunas consideraciones.

Este tipo de átomos se ubican en primer grupo de la tabla periódica y la estructura electrónica de su estado base es de la forma

$$(ns)^1 \tag{2.1}$$

Al tratar con un átomo de esta naturaleza es posible hacer un tratamiento en el cuál se haga analogía a un átomo de hidrógeno. Los niveles energéticos pueden calcularse con exactitud a partir de un modelo relativamente sencillo de un electrón más una parte central estable.

Se puede considerar entonces que, en el caso del Rubidio, 36 electrones conforman una *core* más ligado al átomo y el electrón $5s$, que ocupa las capas más externas, es fácilmente excitable y es responsable de las propiedades químicas del átomo. Los electrones

de las capas llenas no influyen en la mayoría de los procesos del átomo. Una capa con el número completo de electrones tiene $L=0$ y $S=0$ y por lo tanto no contribuyen al momento angular electrónico orbital como espinores del átomo.

Si el movimiento del electrón de valencia es tal que no penetra las capas internas, estaría sometido a un campo efectivo equivalente a un protón con $Z_{ef} = 1$. Por lo tanto los niveles de energía del electrón de valencia serán similares a los del H y la energía de ionización debería ser la misma que la energía de ligadura del H en $n=5$.

En este capítulo se presenta la estructura atómica fina e hiperfina de átomos hidrogenoides. Se examina el Hamiltoniano correspondiente a un átomo alcalino con el fin de entender el desdoblamiento de niveles hiperfinos. En la primera sección se presenta la descripción de la estructura fina y la interacción que lo produce. En la segunda sección se describe con brevedad la estructura hiperfina. En la última sección de este capítulo se presenta la estructura atómica del rubidio así como un esquema de los niveles hiperfinos para el estado base y el primer estado excitado.

El Hamiltoniano que describe la dinámica de un sólo electrón que se mueve alrededor de un núcleo infinitamente masivo puede describirse como siguen

$$H = H_0 + H_{SL} + H_{hip} \quad (2.2)$$

donde H_0 es la suma de energía cinética más el potencial coulombiano de interacción con el núcleo atómico.

$$H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{Z_{ef}e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.3)$$

donde $\vec{p} = i\hbar\nabla$, m la masa del electrón y $Z_{ef}e$ es la carga efectiva del núcleo que causa el potencial coulombiano.

Se producen con esta parte del hamiltoniano los números cuánticos principal n y orbital l , de los cuáles los valores permitidos son

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0(S), 1(P), 2(D), 3(F), \dots n - 1$$

2.2. Estructura fina

En el cálculo de la estructura fina de los átomos alcalinos es posible considerar que el efecto relativista es despreciable, ya que la velocidad del electrón de valencia disminuye al aumentar n . Sólo consideramos la interacción espín-órbita.

2.2.1. Interacción espín-órbita

El acoplamiento espín-órbita describe una interacción magnética débil del espín de una partícula y de su movimiento orbital. Uno de los efectos que tiene es diferenciar la

energía de los estados internos del átomo. Esta interacción es responsable de muchos detalles de la estructura atómica.

Ya que el electrón es una partícula cargada con momento angular intrínseco \mathbf{S} , también debe tener un momento magnético de espín proporcional a \mathbf{S} . Por otro lado, el movimiento relativo entre el electrón y el núcleo da lugar a un campo magnético proporcional al momento angular orbital relativo \mathbf{L} . Por lo tanto es de esperar un término de interacción entre el espín y el movimiento orbital de la forma

$$H_{SL} = \xi(r)\mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (2.4)$$

donde la función $\xi(r)$ es

$$\xi(r) = \frac{\hbar^2}{2m^2c^2r} \frac{dV}{dr} \quad (2.5)$$

donde $V(r)$ es el potencial electrostático que actúa sobre el electrón. En el caso de campo Coulombiano, $V = -\frac{Ze^2}{r}$, y por lo tanto se tiene

$$\xi(r) = \frac{\hbar^2 Ze^2}{2m^2c^2r^3} \quad (2.6)$$

Puesto que \mathbf{S} y \mathbf{L} sólo pueden tener dos orientaciones relativas (paralelos o antiparalelos) se concluye que la interacción H_{SL} desdoblará cada nivel asociado a la fuerza central en dos, correspondientes a $j = l \pm \frac{1}{2}$. La excepción a esta situación es la de los niveles s , los cuales no se desdoblan ya que $l = 0$ y esto permite sólo que $j = \frac{1}{2}$.

En este caso el hamiltoniano se obtiene añadiendo H_{SL} al hamiltoniano sin la interacción espín-órbita. De esta forma resulta

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(r) + \xi(r)\mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (2.7)$$

Si llamamos $\mathbf{J}=\mathbf{S}+\mathbf{L}$ al momento angular total del electrón, resulta $\mathbf{J}^2 = \mathbf{S}^2 + \mathbf{L}^2 + 2\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$. Ya que $[\mathbf{J}^2, H] = 0$ entonces \mathbf{J}^2 también es una constante de movimiento para el hamiltoniano completo.

Finalmente, ya que

$$[L_z, \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}] = [L_z, L_x]S_x + [L_z, L_y]S_y = i\hbar(L_yS_x - L_xS_y) = i\hbar(\mathbf{S} \times \mathbf{L})_z$$

$$[S_z, \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}] = [S_z, S_x]L_x + [S_z, S_y]L_y = i\hbar(S_yL_x - S_xL_y) = i\hbar(\mathbf{L} \times \mathbf{S})_z$$

resulta que ni L_z ni S_z son constantes de movimiento. Por otro lado, puesto que $J_z = L_z + S_z$ se tiene que

$$[J_z, \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}] = 0 \quad (2.8)$$

de donde se sigue que J_z es una constante de movimiento. Por lo tanto las constantes de movimiento en presencia de una interacción espín-órbita son \mathbf{L}^2 , \mathbf{S}^2 , \mathbf{J}^2 y J_z . Así los estados quedan propiamente descritos por los kets $|nlsjm\rangle$ [1].

De modo que las eigenfunciones toman la forma

$$\psi_{nljm} = \langle \mathbf{r} | nlsjm \rangle = R_{nlj}(r) \langle \theta \phi | nlsjm \rangle = R_{nlj} \mathcal{Y}_{lsjm} \quad (2.9)$$

donde

$$\langle \theta \phi | nlsjm \rangle = \mathcal{Y}_{lsjm} \quad (2.10)$$

es un braket en el espacio de espín llamado armónico esférico espinorial. Ya que

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{L} = \frac{1}{2}(\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2), \quad (2.11)$$

resulta

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \mathcal{Y}_{lsjm} = \frac{1}{2}[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \mathcal{Y}_{lsjm} \quad (2.12)$$

El hamiltoniano se escribe entonces como

$$H = -\frac{\hbar^2}{2mr^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \mathbf{L}^2 \right] + V(r) + \xi(r) \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (2.13)$$

Así la ecuación de eigenvalores es $H\phi_{nljm} = E_{nlj}\phi_{nljm}$, donde se destaca que la energía debe depender de j , además de n y de l , pero no de m . Aplicando el operador (2.13) a la función de onda (2.9) y teniendo en cuenta (2.12), se obtiene la ecuación

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2mr^2} \left[\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) - l(l+1) \right] + V(r) + \frac{1}{2}\xi(r)[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \right\} R_{nlj} = E_{nlj} R_{nlj} \quad (2.14)$$

Cuando se utiliza la expresión adecuada para $\xi(r)$, la solución de esta ecuación diferencial proporciona los valores propios para E_{nlj} de la energía, así como las funciones radiales R_{nlj} .

Se encuentra entonces que la corrección ΔE_{SL} al primer orden, a los niveles de energía debido a la interacción espín-órbita es la siguiente

$$\begin{aligned} \Delta E_{SL} &= \langle nlsjm | H_{SL} | nlsjm \rangle = \langle nl | \xi(r) | nl \rangle \langle lsjm | \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} | lsjm \rangle \\ &= a_{nl} \langle lsjm | \frac{1}{2}(\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2) | lsjm \rangle \\ &= \frac{1}{2} a_{nl} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)], \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde

$$a_{nl} = \langle nl | \xi(r) | nl \rangle = \int_0^\infty \xi(r) [R_{nl}(r)]^2 r^2 dr \quad (2.16)$$

es el valor esperado de $\xi(r)$ calculado utilizando las funciones radiales sin perturbar $R_{nl}(r)$, que son independientes de j . Si a_{nl} es positivo, como ocurre con un potencial atractivo, entonces el nivel $j = l + \frac{1}{2}$ queda por encima del nivel $j = l - \frac{1}{2}$.

2.2.2. Acoplamiento L-S

Habiendo tenido en cuenta la interacción entre los momentos angulares de espín y orbital se obtienen estados propios con momento angular total, los cuáles sí resultan constantes de movimiento y son útiles para la resolución de la ecuación de Schrödinger.

Este acoplamiento modifica la energía de los estados producidos por H_0 y por tanto, los estados originales se desdoblán en los nuevos niveles que se denominan estructura fina.

Se obtiene entonces el valor esperado para el acoplamiento espín-órbita

$$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{\hbar^2}{2}(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) \quad (2.17)$$

donde los valores posibles para J son

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (2.18)$$

2.3. Estructura hiperfina

Cuando se examina con detalle el espectro de cada uno de los isótopos de un elemento, se encuentra que existe una estructura residual conocida como estructura hiperfina. Pauli sugirió que esto era debido al momento magnético μ_I asociado a un momento angular intrínseco del núcleo $\hbar I$. La interacción del momento magnético del núcleo con el campo producido por los electrones de valencia causa una separación en los niveles de energía del átomo y provee de una contribución a la estructura hiperfina observada.

En el Hamiltoniano que da contribución a la estructura hiperfina existen dos términos que mayormente influyen y con la parte magnética y la interacción cuadrupolar. Se describen a continuación los dos términos del Hamiltoniano de estructura hiperfina

$$H_{hip} = H_{hip,1} + H_{hip,2}. \quad (2.19)$$

2.3.1. Interacción magnética dipolar

El Hamiltoniano que describe la interacción del momento magnético nuclear μ_I con el campo magnético B_e producido en el núcleo por el electrón de valencia tiene la forma

$$H_{hip,1} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_e \quad (2.20)$$

El núcleo posee un momento magnético $\vec{\mu}$ relacionado con el espín nuclear \vec{I} mediante la expresión

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \vec{I} \quad (2.21)$$

donde g_I es la razón giromagnética del núcleo y μ_N el magnetón nuclear. El factor g_I contiene información acerca de la estructura del núcleo, ya que es el resultante de momentos magnéticos de nucleones individuales.

En este caso se define el momento angular total F como

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (2.22)$$

que es análogo al caso de interacción espín-órbita. El momento angular total F sí resulta una constante aún cuando \vec{I} y \vec{J} cambien. Ha de hacerse notar que el momento magnético nuclear es más pequeño que el momento magnético atómico en una razón de

$$\frac{\mu_N}{\mu_B} \approx 1/1836, \quad (2.23)$$

donde μ_B representa el magnetón de Bohr.

Ya que el campo magnético en el núcleo \vec{B}_e es determinado por el movimiento de los electrones atómicos [4], la ecuación 2.20 puede ser reescrita como

$$H_{hip,1} = A_J \vec{I} \cdot \vec{J} \quad (2.24)$$

donde A_J es la constante de estructura hiperfina, tal cantidad es determinada directamente de mediciones experimentales. Para un átomo hidrogenoide o un átomo con sólo un electrón fuera de las capas cerradas, \vec{B}_e y \vec{J} son antiparalelos y la constante A_J será positiva si el núcleo tiene un valor positivo de la constante g_I . El campo magnético en el núcleo será cero para átomos con subcapas cerradas y será más intenso para aquellos átomos con electrones en órbitas penetrantes. De modo que se espera la mayor separación de la estructura hiperfina para átomos con electrones desapareados, es decir, hidrógeno y átomos alcalinos.

2.3.2. Interacción cuadrupolar eléctrica

A pesar de que la interacción de dipolo eléctrico es responsable de la contribución más grande observada en la estructura hiperfina, también resulta relevante la distribución nuclear de carga. Por tanto se considera la interacción electrostática entre un protón en el punto \vec{r}_n y un electrón en el punto \vec{r}_e , dado por

$$H'_2 = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_e - \vec{r}_n|} \quad (2.25)$$

donde el origen es tomado como el centro de masa del núcleo. Se asume que $r_e > r_n$ y al expandir la ecuación 2.25 en potencias de r_n/r_e se obtiene

$$H'_2 = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_k \frac{r_n^k}{r_e^{k+1}} P_k(\cos\theta_{en}) \quad (2.26)$$

donde $P_k(\cos\theta_{en})$ es el polinomio de Legendre de orden k y θ_{en} es el ángulo entre \vec{r}_e y \vec{r}_n . El primer término de la suma en la ecuación 2.26 representa una interacción monopolar, que al sumar sobre todos los electrones y protones resulta la interacción coulombiana conocida $-\sum_i Z e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_{ei}$. El segundo término representa la interacción de dipolo eléctrico nuclear, que por argumentos de simetría es idénticamente cero. El

término con $k = 2$ corresponde a la interacción de cuadrupolo eléctrico. Finalmente la interacción cuadrupolar eléctrica puede ser escrita como

$$H_{hip,2} = \frac{B_J}{2I(2I-1)J(2J-1)} \{3(\vec{I} \cdot \vec{J})^2 + \frac{3}{2}(\vec{I} \cdot \vec{J}) - I(I+1)J(J+1)\} \quad (2.27)$$

donde B_J es la constante de interacción cuadrupolar eléctrica definida por

$$B_J = eQ \left\langle \frac{\partial^2 V_e}{\partial z^2} \right\rangle. \quad (2.28)$$

De esta forma se obtiene la parte del Hamiltoniano para la estructura hiperfina para un átomo con espín nuclear finito con la presencia de un campo magnético externo \vec{B}

$$H_{hip} = A_J(\vec{I} \cdot \vec{J}) + \frac{B_J}{2I(2I-1)J(2J-1)} \{3(\vec{I} \cdot \vec{J})^2 + \frac{3}{2}(\vec{I} \cdot \vec{J}) + \\ -I(I+1)J(J+1)\} + g_J \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} - g_I \mu_n \vec{I} \cdot \vec{B} \quad (2.29)$$

El tercero y cuarto término de la ecuación anterior representan la interacción de los momentos electrónicos y nucleares con un campo externo.

Tomando el caso en que no haya un campo magnético externo, la energía de un nivel hiperfino en particular está dada por

$$E_F = E_J + \frac{1}{2} A_J K + \frac{B_J}{8I(2I-1)J(2J-1)} \{3K(K+1) - 4I(I+1)J(J+1)\} \quad (2.30)$$

donde E_J es la energía del multiplete de estructura fina con momento angular total J , y K está dado por

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

El número de niveles producidos es igual al número de orientaciones posibles de los vectores de momento angular \vec{I} y \vec{J} , es decir, $2I+1$ si $J \geq I$ y $2J+1$ si $I \geq J$. De las ecuaciones antes presentadas se encuentra una relación para la separación en energía de los niveles de la estructura hiperfina

$$\Delta E = E_F - E_{F-1} = A_J F$$

Lo cual resulta en el caso límite en el cual $B_J \ll A_J$.

2.4. Rubidio

En esta sección se presentan algunas características de este elemento como algunas propiedades generales y la estructura electrónica. Más adelante se presentan tres tipos de espectroscopías con rubidio.

Se trata de un elemento con gran utilización en la espectroscopía atómica láser que se caracteriza por tener un sólo electrón en su nivel energético más externo. Es un elemento alcalino y presenta líneas de absorción alrededor de los 780nm. El hecho de que presente absorción cerca de esta longitud de onda representa una gran ventaja ya que es posible utilizar láseres de diodo de bajo costo para alcanzar excitaciones en este intervalo.

2.4.1. Características del rubidio

Pertenece al grupo 1 de la tabla periódica y al periodo 5, posee número atómico 37 y tiene una masa atómica de 85.4678u.m.a. Es un elemento que presenta color plateado brillante y puede encontrarse sólido a temperatura ambiente.

Se conocen 24 isótopos de rubidio, sin embargo existen en la naturaleza sólo 2 que son el ^{85}Rb y el radioactivo ^{87}Rb . El isótopo ^{87}Rb posee una vida media de 48.8×10^9 años para luego decaer a ^{87}Sr emitiendo una partícula beta. Tales isótopos se encuentran con distinta abundancia en la naturaleza como se muestra en la tabla 2.1

Isótopo	Masa (u)	Abundancia relativa	Espín nuclear I
^{85}Rb	84.911794	72.17 %	$\frac{5}{2}$
^{87}Rb	86.909187	27.83 %	$\frac{3}{2}$

Tabla 2.1: Isótopos de rubidio en la naturaleza

Es un elemento que reacciona fácilmente con el oxígeno, formando un recubrimiento de óxido y con la posibilidad de arder. Puede formar aleaciones con oro, metales alcalinos, y alcalinotérreos, antimonio y bismuto.

2.4.2. Estructura atómica de rubidio

A continuación se presenta brevemente algunas características del elemento con el cual se trabajó.

El átomo de rubidio en su estado base presenta la configuración electrónica

$$(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6(4s)^2(3d)^{10}(4p)^6(5s)^1$$

Presenta una energía de ionización de 33690.81cm^{-1} (4.177128eV), su presión de vapor es de $3.92 \times 10^{-7}\text{torr}$ a 298.15K [18]

El hecho de que el rubidio tenga un sólo electrón en su capa abierta al encontrarse en

su estado base, hace que pueda ser tratado como átomo hidrogenoide.

En la observación del espectro de absorción y absorción saturada se tiene en cuenta la estructura atómica del elemento en cuestión además de la estructura fina e hiperfina que permite localizar transiciones electrónicas con precisión.

En la estructura fina e hiperfina se tienen en cuenta diferentes interacciones entre momentos angulares del átomo de rubidio como son el momento angular orbital L , espín electrónico S y espín nuclear I .

En el desdoblamiento de la estructura fina se tiene como responsable la interacción espín-órbita, en la cual se da el acoplamiento del momento angular orbital \mathbf{L} y el momento angular intrínseco (espín) \mathbf{S} , donde la suma resulta el momento angular total \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

Donde la magnitud del momento angular total electrónico toma valores

$$|L - S| \leq J \leq L + S$$

Para el estado base $5S_{\frac{1}{2}}$ y los estados excitados $5P_{\frac{1}{2}}$ y $5P_{\frac{3}{2}}$ se tienen los siguientes valores para el momento angular total.

	n	L	S	J
$5S_{\frac{1}{2}}$	5	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$5P_{\frac{1}{2}}, 5P_{\frac{3}{2}}$	5	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$

Tabla 2.2: Momento angular de estado base y excitados

El acoplamiento del momento angular total electrónico \mathbf{J} y el espín nuclear \mathbf{I} da lugar a un nuevo desdoblamiento de las energías obtenidas en la estructura fina, lo que genera la estructura hiperfina. Este acoplamiento resulta en el momento angular total \mathbf{F}

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$$

La magnitud del momento angular total \mathbf{F} puede tomar los valores

$$|J - I| \leq F \leq J + I$$

Se incluye diagramas[18, página 25] de las transiciones para niveles hiperfinos para la línea $D2$ del Rubidio (figuras 2.1 y 2.2).

2.5. Interacción con campo magnético externo

El hamiltoniano Zeeman \mathbf{H}_Z representa la interacción del dipolo magnético $\vec{\mu}$ con el campo magnético externo \vec{B} . La expresión para el efecto Zeeman atómico queda expresada como

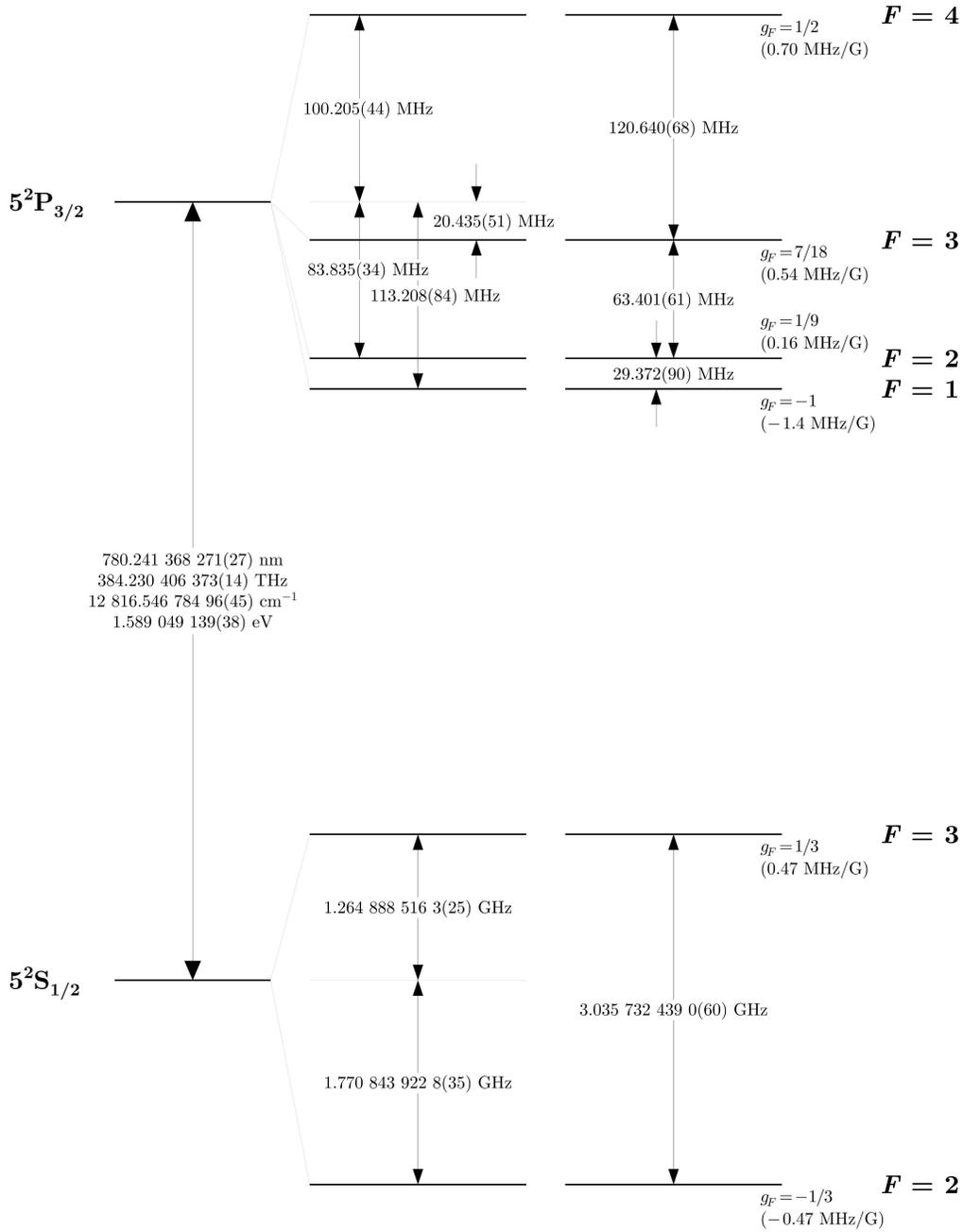
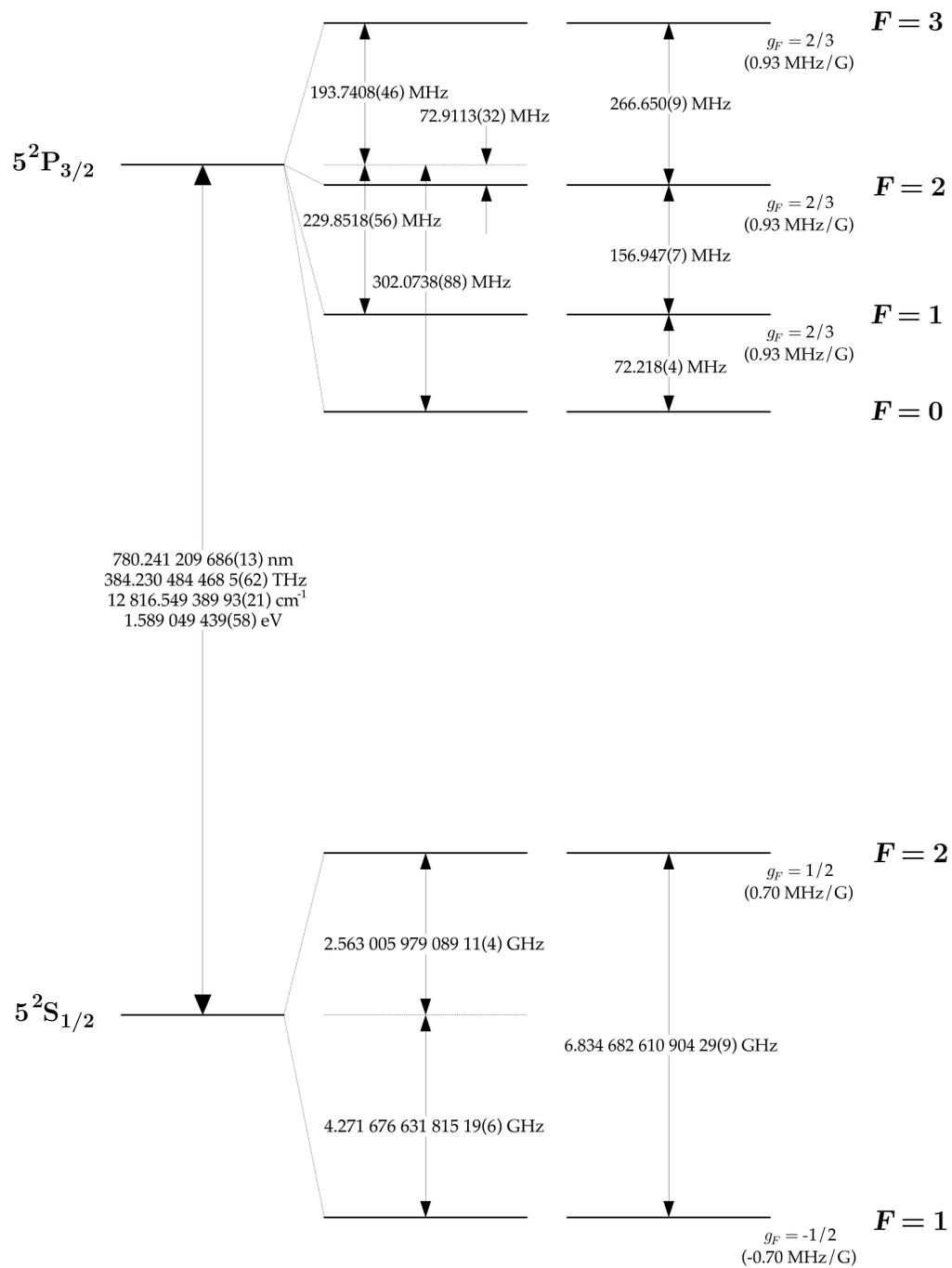


Figura 2.1: Estructura hiperfina de transición D_2 de Rubidio 85. Diagrama de referencia

Figura 2.2: Estructura hiperfina de transición D_2 de Rubidio 87. Diagrama de referencia

$$\mathbf{H}_Z = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.31)$$

El momento magnético tiene las contribuciones debidas al momento magnético orbital $\vec{\mu}_L$, de espín electrónico $\vec{\mu}_S$ y la espinorial nuclear $\vec{\mu}_I$.

Cada nivel hiperfino (F) contiene $2F + 1$ subniveles magnéticos que determinan la distribución angular de la función de onda del electrón.

En la ausencia de campo magnético externo, estos subniveles están degenerados. Sin embargo, cuando se aplica un campo magnético externo, se rompe la degeneración.

El Hamiltoniano que describe la interacción atómica con el campo magnético es

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_B &= \frac{\mu_B}{\hbar}(g_s \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B} \\ &= \frac{\mu_B}{\hbar}(g_s S_z + g_L L_z + g_I I_z) B_z \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$(2.33)$$

la última igualdad se da cuando el campo magnético se encuentra en la dirección del eje z (a lo largo del eje de cuantización). En este Hamiltoniano, representan los factores de Landé para espín g_s , orbital del electrón g_L y nuclear g_I .

El factor de Landé para L está dado por

$$g_L = 1 - \frac{m_e}{m_n u c} \quad (2.34)$$

por lo que g_L es aproximadamente 1.

Si el cambio de energía debido al campo magnético es pequeño comparado con el espaciamiento de los niveles finos, entonces J es un buen número cuántico y el Hamiltoniano de interacción puede ser escrito como

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar}(g_J J_z + g_I I_z) B_z \quad (2.35)$$

donde el factor de Landé está dado por [18]

$$\begin{aligned} g_J &= g_L \frac{J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \\ &\simeq \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$(2.37)$$

donde la segunda aproximación viene de tomar los valores aproximados $g_S \simeq 2$ y $g_L \simeq 1$.

Si el cambio de energía debido a la interacción con el campo magnético es pequeña comparada con la separación de los niveles hiperfinos, entonces similarmente, F es un buen número cuántico, de manera que el Hamiltoniano de interacción resulta [18]

$$H_B = \mu_B g_F \frac{F_z}{\hbar} B_z \quad (2.38)$$

Factor de Landé g			
^{85}Rb		^{87}Rb	
$5^2P_{3/2}$		$5^2P_{3/2}$	
F=4	1/2	F=3	3/2
F=3	7/18	F=2	2/3
F=2	1/9	F=1	2/3
F=1	-1	F=0	-
$5^2S_{1/2}$		$5^2S_{1/2}$	
F=3	1/3	F=2	1/2

Tabla 2.3: Valores aproximados de factor g de Landé para la los niveles hiperfinos en los estados $5^2S_{1/2}$ y $5^2P_{3/2}$ de Rubidio.

donde el factor de Landé hiperfino está dado por

$$\begin{aligned}
g_F &= g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \\
&\simeq g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)}
\end{aligned} \tag{2.39}$$

La segunda aproximación ignora el término nuclear, que es una corrección al nivel de un 0.1%, ya que g_I es mucho más pequeño que g_J .

Para un campo magnético débil, el Hamiltoniano de interacción H_B perturba los eigenestados de H_{hfs} . En la aproximación a menor orden, los niveles se separan linealmente de acuerdo a

$$\Delta E_{|F, m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B_Z \tag{2.40}$$

Los valores aproximados para los factores g_F se muestra en la tabla 2.3.

2.6. Dicroísmo circular magnético

En esta sección se tratará un tema clave en el presente trabajo para la obtención de perfil DAVLL, que es el dicroísmo circular inducido por un campo magnético. A través de este procedimiento se logra una absorción diferente para cada polarización circular, y con esto se obtienen dos señales a la salida de un cubo analizador de donde se obtiene la diferencia en el programa empleado en la espectroscopía y anclado.

Una de las aplicaciones principales del dicroísmo circular magnético (DCM) es la espectroscopía de moléculas orgánicas a través de la espectroscopía de absorción.

La diferencia en absorción tiene la capacidad, en muchas ocasiones, de mantener transiciones específicas y eliminar otras posibilidades, basándose en argumentos de simetría. La diferencia en absorción para un haz en el cual se combinan polarizaciones circular izquierda y derecha se describen más adelante.

Se presenta a continuación una descripción de la luz polarizada así como un breve desarrollo de la teoría de DCM [13] en el cuál se hace la descripción de los coeficientes que dan las propiedades al DCM.

La primera sección de este capítulo aporta herramientas para el entendimiento de la naturaleza de la luz y de las transiciones que pueden ser inducidas en átomos y moléculas en presencia de un campo magnético. En la sección segunda se da una descripción corta de los términos A, B y C del DCM concernientes a diferentes aspectos de los efectos magnéticos sobre el dicroísmo. Se muestran asimismo los perfiles de absorción obtenidos de ambas polarizaciones.

La espectroscopía de DCM combina el experimento de dicroísmo circular DC con un campo magnético longitudinal, donde la aplicación del campo magnético induce actividad óptica en cualquier material de modo que todas las sustancias exhiben actividad de DCM. El DCM hace prueba del desplazamiento por efecto Zeeman en el estado base y estados excitados y la mezcla entre estados por el campo inducido.

2.6.1. Polarización de la luz

Una onda linealmente polarizada puede ser convenientemente descrita por la parte real de un potencial vectorial dependiente del tiempo $\vec{A} = \vec{A}^0 \exp(i2\pi\nu(t - nz/c))$, donde \vec{A}^0 es la amplitud, ν la frecuencia de onda, n el índice de refracción, z es la dirección de propagación, y c es la velocidad de la luz.

Si se toma la dirección z positiva como la dirección de propagación de la onda, el campo eléctrico y magnético estarán en el plano xy . Los campos eléctrico y magnético en unidades Gaussianas están dados por

$$\begin{aligned}\vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\frac{i2\pi\nu}{c} \vec{A} \\ \vec{B} &= \nabla \times \vec{A} = \mu \vec{H} \approx \vec{H}\end{aligned}\quad (2.41)$$

habiendo usado la condición de $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ y usando la constante de permeabilidad magnética para entorno no magnéticos $\mu \approx \mu_0 = 1$.

El vector de campo eléctrico expresado en término de los vectores unitarios y siendo una onda en el plano xy resulta

$$\vec{E}_x = \text{Re} (\vec{e}_x E^0 e^{i2\pi\nu(t - nz/c)}) = \vec{e}_x E^0 \cos(2\pi\nu(t - nz/c)) \quad (2.42)$$

Esta onda que apunta en la dirección x y se propaga a lo largo de la dirección z es denominada linealmente polarizada en la dirección x . El vector \vec{B} para esta onda apuntaría en la dirección y .

2.6.2. Polarización circular

Una onda circularmente polarizada puede visualizarse como la superposición de dos ondas linealmente polarizadas en \vec{E}_x y \vec{E}_y que tienen una diferencia de fase de $\pi/2$,

o un cuarto de longitud de onda. De modo que ondas circularmente polarizadas están dadas por

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\pm} &= \text{Re} \left[(-i2\pi\nu A^0) \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) \exp(i2\pi\nu(t - n_{\pm}z/c)) \right] \\ &= (E^0/\sqrt{2}) [\vec{e}_x \cos 2\pi\nu(t - n_{\pm}z/c) \mp \vec{e}_y \sin 2\pi\nu(t - n_{\pm}z/c)]\end{aligned}\quad (2.43)$$

donde los signos en el subíndice indica una onda circularmente polarizada derecha (+) y circularmente polarizada izquierda (-), además de que la diferencia de fase es de $\pm\pi/2$.

En el caso de un medio anisotrópico (birrefringente) donde $n_+ \neq n_-$ las dos componentes circulares de la ecuación 2.43 viajan a través del medio con diferente velocidad y habrá diferencia de fase de modo que si se denomina $\psi_{\pm} = 2\pi\nu(t - n_{\pm}z/c)$, $\psi = (\psi_+ + \psi_-)/2 = 2\pi\nu(t - nz/c)$, donde $n = (n_+ + n_-)/2$ es el índice de refracción medio, entonces se obtiene el vector \vec{E} en la forma

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{E}_+ + \vec{E}_-) = E^0 \cos\psi [\vec{e}_x \cos\delta - \vec{e}_y \sin\delta] \quad (2.44)$$

donde $\delta = (\psi_+ - \psi_-)/2 = \pi\nu z \Delta n/c$, y $\Delta n = n_- - n_+$ es la diferencia entre índices de refracción para las ondas con polarización circular derecha e izquierda.

De este modo un medio birrefringente causa que las componentes con polarización circular de una onda plana viajen a diferentes velocidades (figura 2.3), y la onda emergente habrá rotado alrededor de z con respecto al plano de polarización incidente (el cuál aquí se supone el xy).

La rotación a la luz polarizada causada por el medio birrefringente es proporcional a la distancia recorrida en el medio y a la diferencia en el índice de refracción para las dos componentes circularmente polarizadas.

El ángulo de rotación, usualmente simbolizado por ϕ , para una onda que ha viajado una distancia l a lo largo de la dirección z está dado por

$$\phi = \arctan(E_y/E_x) = \arctan \left[\frac{E^0 \sin(\pi\nu l \Delta n/c)}{E^0 \cos(\pi\nu l \Delta n/c)} \right] = \pi\nu l \Delta n/c \quad (2.45)$$

La descripción anterior de la luz que atraviesa una muestra es válida para regiones transparentes del espectro. Si el medio no es transparente sino que absorbe luz con cierta dependencia en frecuencia, entonces la luz linealmente polarizada no sólo sufrirá rotación al pasar por la muestra absorbente anisotrópica, sino también el vector amplitud de los componentes circularmente polarizados cambiarán. En este caso habrá luz elípticamente polarizada emergiendo del medio. La intensidad en la dirección z para una distancia l a través del medio está dada por

$$\vec{e}_z I(\nu) = \vec{e}_z I_0 e^{-4\pi k\nu l/c} \quad (2.46)$$

donde k es un coeficiente de absorción. Si $k_+ = k_-$, entonces los vectores circularmente polarizados tienen los mismos coeficientes de absorción en el medio, pero si $k_+ \neq k_-$ entonces el medio es llamado *dicróico*.

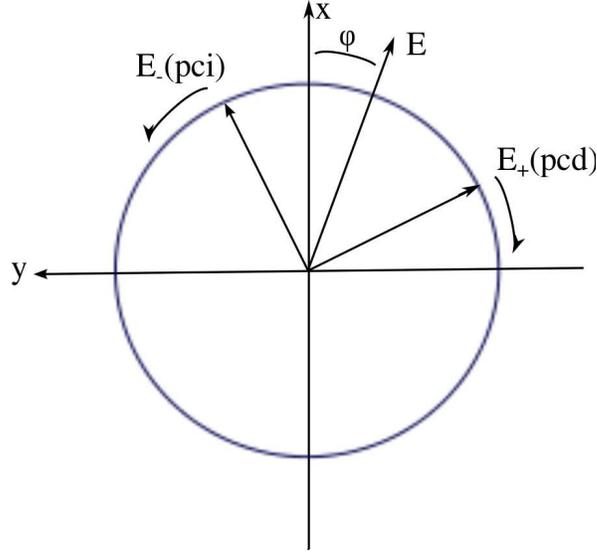


Figura 2.3: La combinación de dos ondas circularmente polarizadas que viajan a través de un medio a diferentes velocidades da lugar a una onda linealmente polarizada rotada relativa al eje x

La absorción total puede ser expresada por la suma de la absorción media de los vectores circularmente polarizados y su diferencia: $k \pm k'$, donde $k = (k_+ + k_-)/2$ y $k' = (k_- - k_+)/2 = \Delta k/2$. Es útil ahora usar el índice de refracción complejo $n_{\pm} - ik_{\pm}$, de forma que la ecuación 2.43 se vuelve

$$\vec{E}_{\pm} = Re \left[\frac{E^0}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) e^{2\pi\nu k_{\pm}l/c} e^{i2\pi\nu(t-n_{\pm}l/c)} \right] \quad (2.47)$$

El vector \vec{E} de la luz emergente del medio puede ser reescrito en términos de k , Δk y ϕ :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{E}_+ + \vec{E}_-) \\ &= Re \left\{ \frac{E^0}{2} e^{-2\pi\nu k l/c} e^{i\psi} [(\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{\Delta k \pi \nu l/c} e^{i\phi} + (\vec{e}_x - i\vec{e}_y) e^{-\Delta k \pi \nu l/c} e^{-i\phi}] \right\} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Usando el hecho de que los términos de $exp(\pm i\phi)$ pueden ser descritos por los vectores unitarios \vec{e}_x' y \vec{e}_y' que han sido rotados un ángulo ϕ con respecto al eje x , se tiene la siguiente forma del vector \vec{E}

$$\vec{E} = Re \left\{ E^0 e^{-2\pi\nu k l/c} e^{i\psi} [\vec{e}_x' \cosh(\Delta k \pi \nu l/c) + i\vec{e}_y' \sinh(\Delta k \pi \nu l/c)] \right\} \quad (2.49)$$

El vector de campo eléctrico emergente \vec{E} es elípticamente polarizado y traza una elipse como se muestra en la figura 2.4.

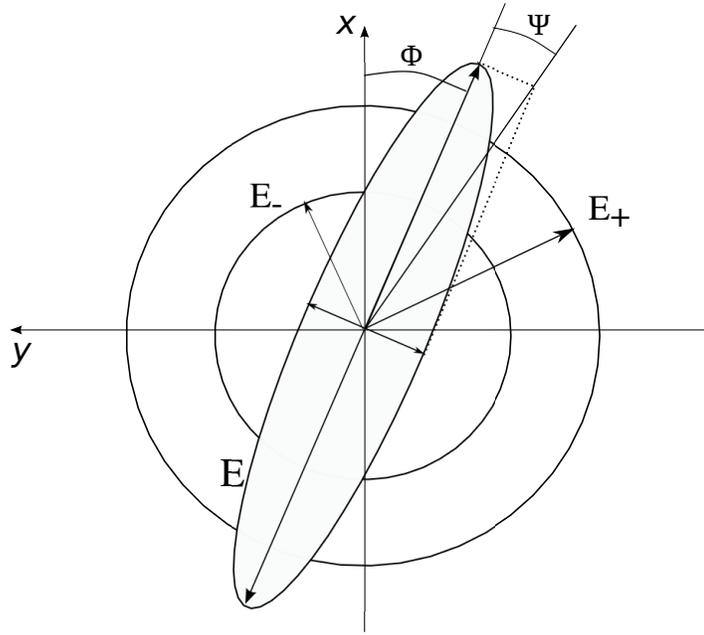


Figura 2.4: Polarización elíptica del vector \vec{E} que emerge de un medio en el cuál $k_- > k_+$ y $n_- > n_+$

La elipticidad, convencionalmente simbolizada por Ψ , para una onda que ha viajado una distancia l en la dirección z representa la excentricidad de la elipse, y la tangente de Ψ es el cociente del eje menor (b) y el eje mayor (a) de la elipse

$$\begin{aligned} \tan\Psi &= \frac{|\vec{E}_-| - |\vec{E}_+|}{|\vec{E}_-| + |\vec{E}_+|} \\ &= \tanh(\Delta\pi\nu l/c) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Ha de notarse que así como la luz pase a través de un medio, la diferencia en el índice de refracción Δn de dos ondas circularmente polarizadas induce una rotación óptica, mientras que la diferencia en el coeficiente de absorción resulta en dicroísmo. Es este último fenómeno, la diferencia de absorción de luz circularmente polarizada, causada por la presencia de un campo magnético externo orientado a lo largo de la dirección de propagación, lo que da origen al DCM.

2.6.3. Probabilidades de Absorción

La absorción de la luz que pasa a través de un medio en una distancia l está dada por

$$\frac{dI}{I} = -\kappa dl \quad (2.51)$$

donde I es la intensidad de la luz, l es el camino que recorre en el medio absorbente y κ es el coeficiente de absorción de la ley de Lambert. De la ecuación (2.46) ha de

notarse que κ está relacionada con el coeficiente de absorción k por $\kappa = 4\pi\nu k/c$. Por lo tanto

$$\kappa = -\frac{dI}{I dl} = 4\pi\nu k/c \quad (2.52)$$

En términos de las probabilidades de transición del estado a al estado j , el diferencial $-\frac{dI}{dl}$ se vuelve

$$-\frac{dI}{dl} = h\nu(N_a P_{a \rightarrow j} - N_j P_{j \rightarrow a}) \quad (2.53)$$

Se asume que $P_{a \rightarrow j} = P_{j \rightarrow a}$ de forma que $\kappa(\nu)$ puede ser escrito como

$$\kappa(\nu) = [h\nu/I(\nu)](N_a - N_j)P_{a \rightarrow j} \quad (2.54)$$

La intensidad de la radiación puede escribirse en términos del campo eléctrico y magnético al obtener el promedio en el tiempo del vector de Poynting en la forma

$$\begin{aligned} I(\nu) &= \left| \frac{c}{4\pi} \langle \text{Re} \vec{E}(\nu) \times \text{Re} \vec{B}(\nu) \rangle \right| = \frac{c}{4\pi} \left| \left(-\frac{2\pi i \nu \vec{A}^0}{c^2} \right)^2 \langle \cos^2 2\pi\nu(t - nz/c) \rangle \right| \\ &= \frac{c}{8\pi} |\vec{E}^0|^2 = \pi(A^0)^2 \nu^2 / 2c \end{aligned} \quad (2.55)$$

La probabilidad de transición $P_{a \rightarrow j}$ está dado por

$$P_{a \rightarrow j} = \frac{\pi^2}{h^2} \left| \left\langle j \left| \sum \frac{q_k}{m_k c} \vec{A}^{0*} \cdot \vec{P}_k e^{i2\pi\nu z_k/c} \right| a \right\rangle \right|^2 \rho_{aj}(\nu) \quad (2.56)$$

donde $\rho_{aj}(\nu)$ es la función del perfil de absorción de modo que $\int \rho_{aj}(\nu) d\nu = 1$ y la suma es sobre k cargas q_k con masas m_k y momento \vec{P}_k . El término $\exp(i2\pi\nu z_k/c)$ puede ser expandido como $1 + i2\pi\nu z_k/c + \dots$ de manera que para un sistema coordenado fijo en una molécula la ecuación (2.56) resulta

$$\begin{aligned} P_{a \rightarrow j} &= \frac{\pi^2 (A^0)^2}{c^2 h^2} \left| \left\langle j \left| \sum \frac{e_k}{m_k} \vec{\pi}^* \times i2\pi m_k \frac{E_j - E_a}{h} \vec{r}_k (1 + i2\pi\nu z_k/c) \right| a \right\rangle \right|^2 \rho_{aj}(\nu) \\ &= \frac{\pi^2 (A^0)^2}{c^2 h^2} \left| \langle j | \vec{m} \cdot \vec{\pi}^* | a \rangle + \langle j | \vec{e}_z \times \vec{\pi}^* \mu | a \rangle \right. \\ &\quad \left. + \frac{i\pi\nu}{c} \langle j | \vec{\pi}_1^* Q_{xz} + \vec{\pi}_2^* Q_{yz} | a \rangle \right|^2 \rho_{aj}(\nu) \end{aligned} \quad (2.57)$$

donde $\mu = \mu_{aj} = \frac{E_j - E_a}{h}$ y el vector unitario $\vec{\pi} = (\vec{e}_x \pi_1 + \vec{e}_y \pi_2)$ describe las propiedades de polarización de la luz que se propaga a lo largo de la dirección z . El primer término de la ecuación (2.57) contiene el operador de dipolo eléctrico $\vec{m} = \sum e_k \vec{r}_k$; el segundo contiene el operador de dipolo magnético $\mu = \frac{-e}{2m_e c} \sum (\mathbf{l}_k + 2\mathbf{s}_k) = -\mu_B \sum (\mathbf{l}_k + 2\mathbf{s}_k)$, donde μ_B es el magnetón de Bohr; \mathbf{l}_k y \mathbf{s}_k son los operadores de momento angular orbital y momento de espín respectivamente, en unidades de $h/2\pi$; y el tercer término contiene operadores de cuadrupolo eléctrico. $Q_{\alpha\beta} = \sum q_k ((r_{k\alpha} r_{k\beta}) - (\vec{r}_k \cdot \vec{r}_k / 3) \delta_{\alpha\beta})$.

Usando lo anterior el coeficiente κ puede ser reescrito como

$$\begin{aligned} \kappa(\nu) = & \frac{8\pi^3\nu}{hc}(N_a - N_j) |\langle j|\vec{m} \cdot \vec{\pi}^*|a\rangle + \langle j|(\vec{e}_z \times \vec{\pi}^* \boldsymbol{\mu})|a\rangle \\ & + \frac{i\pi\nu}{c} \langle j|(\vec{\pi}_1^* Q_{xz} + \vec{\pi}_2^* Q_{yz})|a\rangle|^2 \rho_{aj}(\nu) \end{aligned} \quad (2.58)$$

Finalmente, se asume la aproximación de Lorentz de campo efectivo: $\vec{E}_{microscopico}^0 = \alpha \vec{E}_{macroscopico}^0$, donde $\alpha = (n^2 + 2)/3$ y $\vec{B}_{microscopico}^0 = \alpha' \vec{B}_{macroscopico}^0$, donde $\alpha' \approx 1$ para una matriz no magnética. Asimismo en la mayoría de las circunstancias el índice de refracción se mantiene aproximadamente constante para una matriz isotrópica. La ecuación para el coeficiente κ resulta

$$\begin{aligned} \kappa(\nu) = & \frac{8\pi^3\nu}{hc}(N_a - N_j) \left| \frac{\alpha}{\sqrt{n}} \langle j|\vec{m} \cdot \vec{\pi}^*|a\rangle + \sqrt{n} [\langle j|(\vec{e}_z \times \vec{\pi}^* \boldsymbol{\mu})|a\rangle \right. \\ & \left. + \frac{i\pi\nu}{c} \langle j|\vec{\pi}_1^* Q_{xz} + \vec{\pi}_2^* Q_{yz}|a\rangle] \right|^2 \rho_{aj}(\nu) \end{aligned} \quad (2.59)$$

De este modo los coeficientes de absorción para la luz circularmente polarizada derecha (+) e izquierda (-) están dados por

$$\begin{aligned} \kappa(\nu) = & \frac{8\pi^3\nu}{hc}(N_a - N_j) \left| \frac{\alpha}{\sqrt{n}} \langle j|m_{\mp}|a\rangle \pm \sqrt{n} [\langle j|\mu_{\mp}|a\rangle \right. \\ & \left. \pm \frac{i\pi\nu}{c} \langle j|Q_{\pm}|a\rangle] \right|^2 \rho_{aj}(\nu) \end{aligned} \quad (2.60)$$

donde $m_{\pm} = (m_x \pm im_y)\sqrt{2}$, $\mu_{\pm} = (\mu_x \pm i\mu_y)\sqrt{2}$ y $Q_{\pm} = (Q_{yz} \pm iQ_{xz})/\sqrt{2}$. Al expandir la ecuación anterior se obtiene

$$\begin{aligned} \kappa_{\pm}(\nu) = & \frac{8\pi^3\nu}{hc}(N_a - N_j) \left\{ \frac{\alpha^2}{n} |\langle a|m_{\pm}|j\rangle|^2 + n |\langle a|\mu_{\pm}|j\rangle|^2 \right. \\ & + \frac{n\pi\nu}{c} |\langle a|Q_{\mp}|j\rangle|^2 \pm 2\alpha Im[\langle a|m_{\pm}|j\rangle \langle j|\mu_{\mp}|a\rangle \\ & \left. - \frac{i\pi\nu}{c} \langle j|Q_{\pm}|a\rangle] + 2n Im[\langle a|\mu_{\pm}|j\rangle \frac{\pi\nu}{c} \langle j|Q_{\pm}|a\rangle] \right\} \rho_{aj}(\nu) \end{aligned} \quad (2.61)$$

Los primeros tres términos de la ecuación 2.61 son dependientes del campo externo y son cero si $B = 0$, mientras que los últimos tres no son cero cuando $B = 0$, y por tanto son responsables del dicroísmo circular natural. Por tanto, sólo los primeros tres términos se incluyen en la descripción del DCM. Es también necesario sumar sobre todas las transiciones que son parte de la banda $a \rightarrow j$. Los términos de dipolo eléctrico son usualmente de mayor peso que los de dipolo magnético y cuadrupolo eléctrico, de

modo que los últimos pueden ser ignorados para obtener el coeficiente de absorción diferencial

$$\Delta\kappa(\nu) = \kappa_- - \kappa_+ = \frac{8\pi^3\nu}{hc} \sum_{aj} (N_a - N_j) [|\langle a|m_-|j\rangle|^2 - |\langle a|m_+|j\rangle|^2] \rho_{aj}(\nu) \quad (2.62)$$

2.6.4. Descripción de parámetros A, B y C en la teoría del DCM

La intensidad de DCM para una transición del estado base $|a\rangle$ a un estado excitado $|j\rangle$ está dado por la ecuación:

$$\frac{\Delta A}{E} = \gamma\mu_B B \left[A_1 \left(-\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) + \left(B_0 + \frac{C_0}{kT} \right) f(E) \right] \quad (2.63)$$

Aquí ΔA es la diferencia de absorción de la luz circularmente polarizada izquierda y derecha y resulta dependiente del campo; μ_B es el magnetón de Bohr, B la intensidad de campo magnético aplicado y $f(E)$ es la función de ancho de línea de absorción. Los parámetros A_1 , B_0 y C_0 definen los parámetros A, B y C del DCM. Los subíndices sobre los parámetros hacen referencia a los momentos espectrales asociados con la forma de la línea respectiva.

Los coeficientes A_1 y C_0 están relacionados con la estructura electrónica molecular por las ecuaciones

$$A_1 = \frac{1}{|A|} \sum_{\alpha\lambda} (\langle J_\lambda | L_z + 2S_z | J_\lambda \rangle - \langle A_\alpha | L_z + 2S_z | A_\alpha \rangle) \times (|\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle|^2 - |\langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle|^2) \quad (2.64)$$

$$B_0 = \frac{2|fA|}{R} e \sum_{\alpha\lambda} \left[\sum_{K \neq J, \kappa} \frac{1}{W_K - W_J} \langle J_\lambda | L_z + 2S_z | K_\kappa \rangle \times (\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle \langle K_\kappa | m_{+1} | A_\alpha \rangle - \langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle \langle K_\kappa | m_{-1} | A_\alpha \rangle) + \sum_{K \neq A, \kappa} \frac{1}{W_K - W_A} \langle K_\kappa | L_z + 2S_z | A_\alpha \rangle \times (\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle \langle J_\lambda | m_{+1} | K_\kappa \rangle - \langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle \langle J_\lambda | m_{-1} | K_\kappa \rangle) \right] \quad (2.65)$$

$$C_0 = -\frac{1}{|A|} \sum_{\alpha\lambda} \langle A_\alpha | L_z + 2S_z | A_\alpha \rangle (|\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle|^2 - |\langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle|^2) \quad (2.66)$$

donde $|J\rangle$ es el estado excitado de la transición de DCM correspondiente, $|A|$ es la degeneración electrónica del estado $|A\rangle$ y la suma se hace sobre todos los componentes de $|A\rangle$ y $|J\rangle$. La primera parte de la expresión del término **A** es la diferencia entre el estado excitado y base dados por efecto Zeeman, mientras que la primera parte

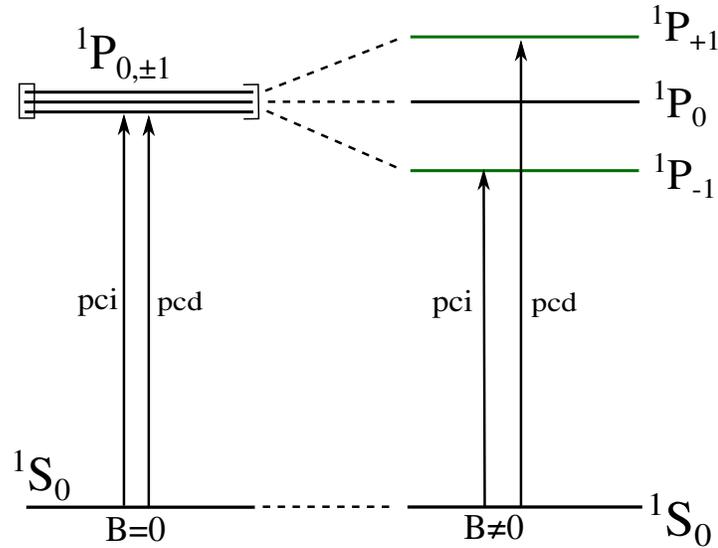


Figura 2.5: Niveles de Energía para transición atómica $s^2 \rightarrow sp \ ^1S_0 \rightarrow \ ^1P_{1,0,-1}$

del término **C** proporciona el efecto Zeeman en el estado base. Las segundas partes en ambas ecuaciones mencionadas representan la diferencia entre momentos eléctricos dipolares de la luz circularmente polarizada izquierda (m_+) y derecha (m_-).

De los términos de dipolo eléctrico en las ecuaciones 2.64 y 2.66, la regla de selección es $\Delta M_L = \pm 1$, lo que requiere que los estados base o excitado contengan momento angular orbital. Por ello, las transiciones observadas de los términos **A** y **C** entre los orbitales degenerados de espín ocurren por la mezcla espín-órbita con otros estados.

La relación entre el término **B**₀ y las propiedades moleculares está dado por la ecuación 2.65. La intensidad del término **B** se debe a la mezcla inducida por el campo del estado base $|A\rangle$ o el estado excitado $|J\rangle$ y un estado intermedio $|K\rangle$ que necesita poseer una energía cercana a los anteriores. La primera suma dentro de los paréntesis cuadrados de la ecuación 2.65 proporciona la mezcla por Zeeman de el estado intermedio $|K\rangle$ sobre el estado excitado $|J\rangle$, mientras que la segunda suma da la mezcla del estado $|K\rangle$ sobre el estado $|A\rangle$. Las señales debidas al término **B** resultan independientes de la temperatura y tienen una forma banda de absorción.

El parámetro A_1 describe el término **A** en una forma de derivada. En términos del operador de momento magnético $\mu_z = -\mu_B(L_z + 2S_z)$ la ecuación 2.64 puede ser reescrita como

$$A_1 = \frac{1}{\mu_B |A|} \sum_{\alpha\lambda} (\langle J_\lambda | \mu_z | J_\lambda \rangle - \langle A_\alpha | \mu_z | A_\alpha \rangle) \times (|\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle|^2 - |\langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle|^2) \quad (2.67)$$

Considerando la transición atómica $s^2 \rightarrow sp \ ^1S_0 \rightarrow \ ^1P_{1,0,-1}$, el estado base $|^1S_0\rangle$ es no degenerado pero el estado excitado $|^1P_{0,\pm 1}\rangle$ tiene triple degeneración y por tanto se encuentra sujeto al espaciamiento por Zeeman $H_{Zeeman} = -\mu_z B$ en presencia de un

campo magnético (figura 2.5).

En este caso el factor g para el estado excitado está dado por la fórmula de Landé con $J=L=1$, y $S=0$.

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = +1 \quad (2.68)$$

y las energías Zeeman están dadas por $H_{Zeeman} = g\mu_B M_J B$. Por tanto, $H_{Zeeman} = \pm g\mu_B B$ para $|^1P_{\pm 1}\rangle$ y $H_{Zeeman} = 0$ para $|^1P_0\rangle$.

El término A definido por el parámetro A_1 para este caso está dado por

$$A_1 = -\frac{1}{\mu_B |A|} \sum_{\alpha\lambda, a_{\alpha\lambda}} (|\langle A_\alpha | m_{-1} | J_\lambda \rangle|^2 - |\langle A_\alpha | m_{+1} | J_\lambda \rangle|^2) \quad (2.69)$$

D:

donde $a_{\alpha\lambda} = (\langle J_\lambda | \mu_z | J_\lambda \rangle - \langle A_\alpha | \mu_z | A_\alpha \rangle)$, la diferencia por Tesla del campo B en las energías Zeeman entre $|A\rangle$ y $|J\rangle$. De modo que

$$\begin{aligned} a_{0,-1} &= -\langle ^1P_{-1} | -\mu_B(L_z + 2S_z) | ^1P_{-1} \rangle = (-1)(-\mu_B)(-1)\langle ^1P_{-1} | ^1P_{-1} \rangle \\ &= -\mu_B = -g\mu_B \text{ para } g = +1 \\ a_{0,0} &= \langle ^1P_0 | -\mu_B(L_z + 2S_z) | ^1P_0 \rangle = 0 \\ a_{0,+1} &= \langle ^1P_{+1} | -\mu_B(L_z + 2S_z) | ^1P_{+1} \rangle = (-1)(-\mu_B)(+1)\langle ^1P_{+1} | ^1P_{+1} \rangle \\ &= +\mu_B = +g\mu_B \text{ para } g = +1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{\mu_B(1)} [-g\mu_B(|\langle ^1S_0 | m_{-1} | ^1P_{-1} \rangle|^2 - |\langle ^1S_0 | m_{+1} | ^1P_{-1} \rangle|^2) + 0 \\ &\quad = 0 \text{ (pci)} \quad \quad \quad \neq 0 \text{ (pcd)} \\ &\quad + g\mu_B (|\langle ^1S_0 | m_{-1} | ^1P_{+1} \rangle|^2 - |\langle ^1S_0 | m_{+1} | ^1P_{+1} \rangle|^2)] \\ &\quad \quad \quad \neq 0 \text{ (pci)} \quad \quad \quad = 0 \text{ (pcd)} \\ &= 2g|\langle ^1S_0 | m_{\mp 1} | ^1P_{\pm 1} \rangle|^2 \end{aligned} \quad (2.70)$$

De modo que la pci (m_{-1}) está permitida para $|^1P_{+1}\rangle$ pero prohibida para $|^1P_{-1}\rangle$. Similarmente para pcd (m_{+1}) está permitida para $|^1P_{-1}\rangle$ y prohibida para $|^1P_{+1}\rangle$. Además ambas pci y pcd están prohibidas para $|^1P_0\rangle$. Estas reglas de selección para la luz polarizada proporcionan el origen al término A del discoísmo circular magnético.

En la figura 2.6 se ilustra la formación del término A para este ejemplo. El lado izquierdo de la figura muestra que la absorción de luz con pci y pcd son idénticas de manera que $\Delta A = 0$ cuando $B = 0$. En presencia del campo magnético, el lado derecho de la figura muestra un desplazamiento pequeño Zeeman de A_- a una mayor energía, lo que da lugar a una forma no nula de ΔA .

De acuerdo con el autor ([13] sección 3.5) el término C resulta dependiente de la temperatura y es la principal diferencia del término A, y por ello la diferencia en la

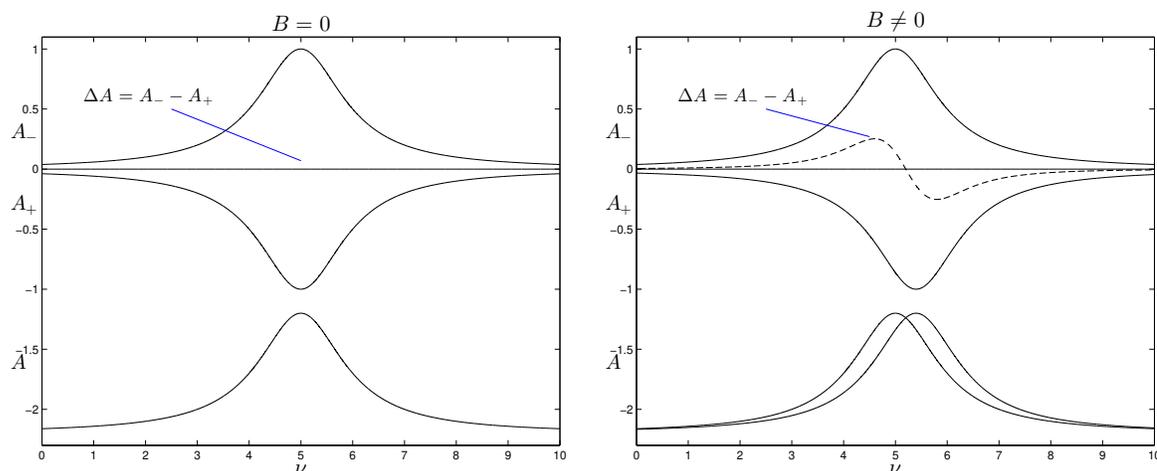


Figura 2.6: Origen del término A positivo.

población inducida por el campo en el estado base para el término C.

Los términos B se tienen como resultado de la mezcla por el campo inducido de las funciones de onda. Ambas funciones de estado de base y niveles excitados pueden ser afectadas, pero la diferencia de energías entre los estados excitados que se mezclan tienden a hacer mayor el efecto para estados excitados cercanos si es que están distantes energéticamente del estado base.

En este trabajo el término que se hace más notorio es el A_1 de las ecuaciones anteriormente mostradas, ya que se mantiene en el laboratorio una temperatura de 290K. La temperatura dentro de la celda aumenta con la corriente que se hace pasar por el embobinado de cobre y se hace levemente notorio el cambio en la forma de la banda de absorción.

Capítulo 3

Dispositivo experimental

3.1. Sistema óptico

En esta sección se describen los elementos ópticos necesarios en el trabajo experimental. Asimismo se describen los haces en el orden que son utilizados, esto con el fin de visualizar claramente el procedimiento que se siguió en el presente trabajo.

El dispositivo experimental que se muestra en la Figura 3.1 se describe como sigue: A la salida del haz de láser SX-III se coloca un divisor de haz del cuál se tienen dos haces.

- Haz reflejado **1R**. Necesario para hacer espectroscopía de absorción y absorción saturada, además de generar la señal de dispersión DAVLL. Incide sobre un espejo para redirigirlo hacia la celda de Rubidio. Posterior al espejo se tiene un retardador de onda $\lambda/2$ que tiene como función regular la intensidad de los haces que pasan por un cubo polarizador puesto a continuación del $\lambda/2$. A la salida del cubo polarizador se generan los dos haces siguientes:
 - Haz transmitido **2T**. Este haz, que tiene ya una polarización lineal horizontal, pasa a través de una celda con vapor de rubidio, esta celda cuenta con un embobinado de cobre conectado a una fuente de corriente en la que se varía su valor de 0 a 1.52A. A la salida de la celda de rubidio se encuentra con un $\lambda/4$ que cambia la polarización del haz lineal horizontal a polarización circular, de este modo al llegar al cubo polarizador CDP2 se descompone el haz en sus partes lineales horizontal y vertical, a partir de ahí son detectadas por los fotodiodos y amplificadas en el circuito de detección. El ángulo del $\lambda/4$ es colocado observando la señal de los fotodiodos en un osciloscopio, de manera que, sin sintonizar alguna de las transiciones del átomo, se tenga la misma intensidad.
 - Haz reflejado **2R**. Incide sobre un espejo y a continuación atraviesa un polarizador que tiene como función regular la intensidad del haz. Se encuentra con un segundo espejo para redirigir el haz hacia la celda en sentido contrario al haz de prueba (2T). Este haz contrapropagante se coloca de modo

que coincida lo mejor posible con la trayectoria del haz de prueba y haya mayor región de interacción de ambos haces con el gas. Estos haces contrapropagantes tienen además la característica de tener polarización lineal y ser perpendiculares entre sí. El ángulo entre los dos haces contrapropagantes se midió indirectamente con un valor de 4.81° .

- Haz transmitido **1T**. En su trayectoria se coloca un polarizador para controlar la intensidad y la dirección de la oscilación. Éste haz se combina con un haz proveniente del láser SX-I, ambos haces ya alineados se llevan a un fotodiodo rápido para hacer batimientos.

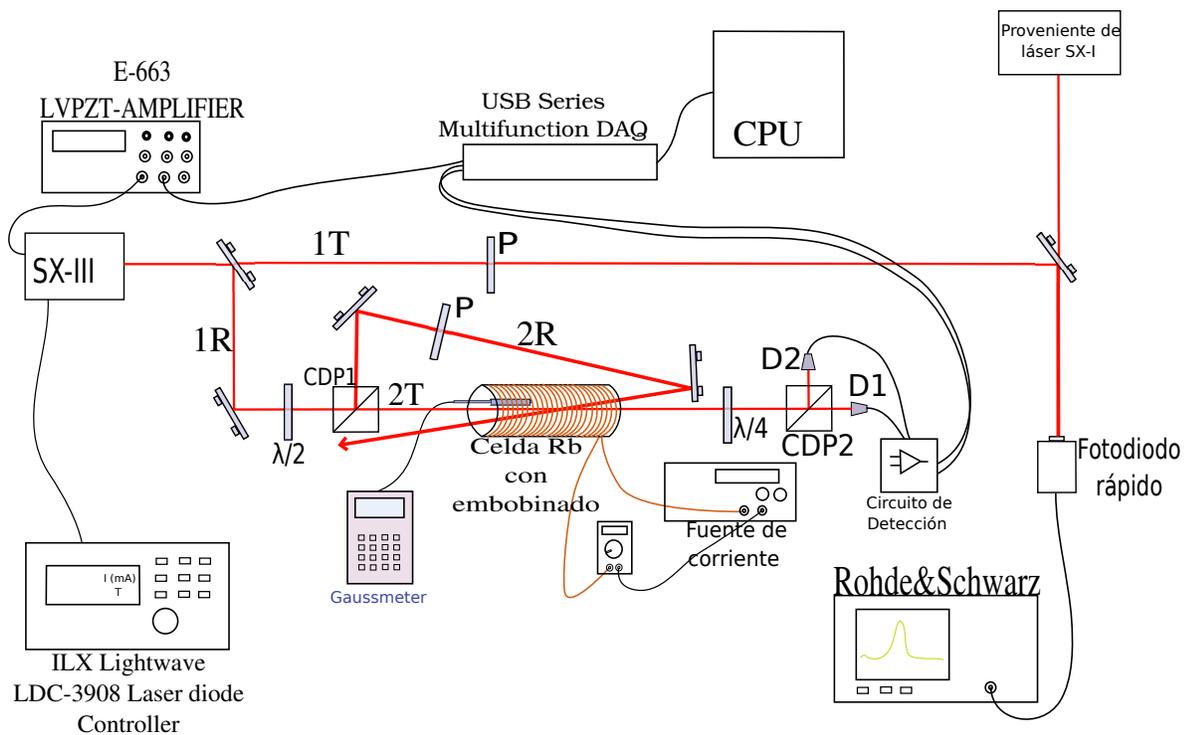


Figura 3.1: Se muestran todos los elementos utilizados en la parte experimental. No todos se usan al mismo tiempo. 1T haz transmitido, 1R haz reflejado 1, P placa polarizador, 2T haz transmitido 2, 2R haz transmitido 2, D2 fotodiodo 2, D1 fotodiodo 1, CPD cubo divisor polarizador.

3.1.1. Circuito de detección

A través del circuito de detección se transforman las caídas de intensidad del láser debidas a transiciones atómicas en señales de voltaje. Se ilustra en la Figura 3.2 el esquema usado en la construcción del circuito. Este fue hecho usando amplificadores operacionales del chip TL074.

Filtro pasabajos Un filtro es un circuito diseñado para dejar pasar una banda de frecuencias específica, mientras atenúe todas las señales fuera de esta banda [5]. El filtro que se emplea en este trabajo es del tipo activo ya que emplea amplificadores operacionales, más resistores y capacitores. Un filtro pasabajos es un circuito que tiene un voltaje de salida constante desde una señal constante hasta una con una frecuencia menor a la frecuencia de corte f_c .

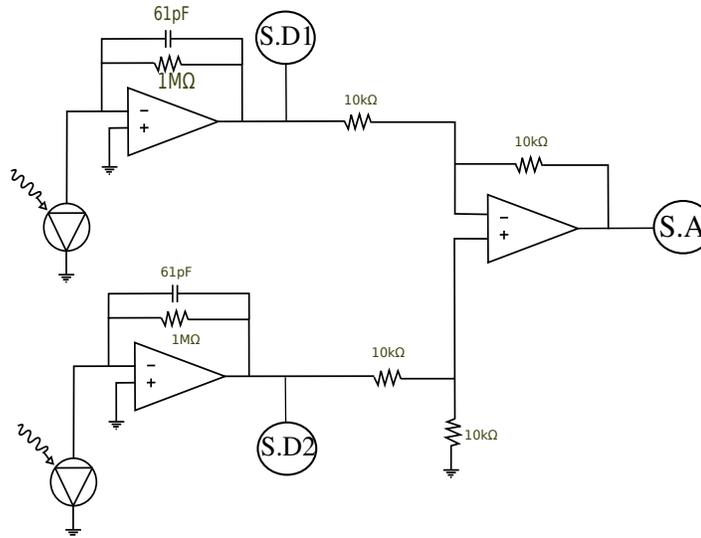


Figura 3.2: Esquema de circuito de detección. Los círculos S.D1 (señal diodo 1) y S.D2 (señal diodo 2) representan la señal filtrada de cada foto diodo y hacen referencia a la figura 3.1. S.A represente la resta de ambas señales ya amplificadas.

Las resistencias y capacitores utilizados se eligieron con los valores siguientes: $R=1M\Omega$ y $C=61pF$ para cada filtro y resistencias de $1k\Omega$ para llevar las señales filtradas a un amplificador que hace la resta de ambas señales de entrada. La señal de cada fotodiodo es procesada por un filtro pasabajos con frecuencia de corte

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \approx 2.609kHz. \quad (3.1)$$

Este filtro se diseñó con esta frecuencia de corte debido a que se tiene ruido con frecuencias del orden de $3.0kHz$ y con el fin de evitarla, se incluye tal filtro en el proceso de amplificación de las señales en los fotodetectores. Para su funcionamiento se necesita una fuente de alimentación de $\pm 15V$ que alimentan los amplificadores operacionales y los fotodiodos. Se incluye en la figura 3.3 el orden en que se encuentran los amplificadores operacionales en el circuito integrado usado. Las entradas de alimentación de $\pm 15V$ corresponden a los pines 4 y 11.

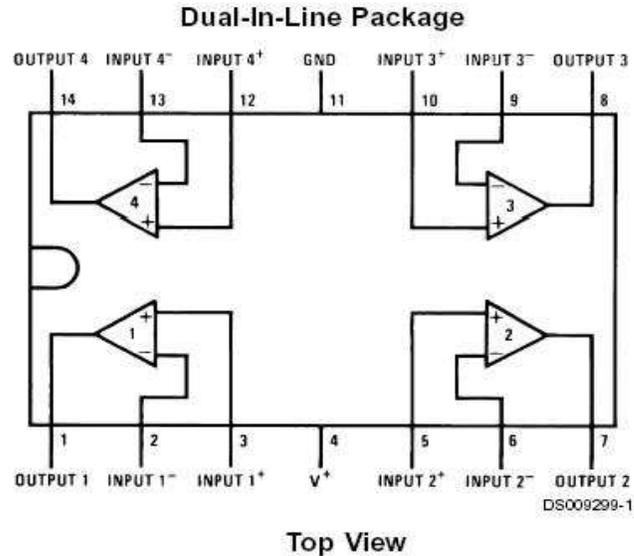


Figura 3.3: Circuito TL074

3.2. Control de láser

En la presente sección se describen los parámetros a controlar del diodo láser y así lograr un óptimo funcionamiento para su empleo en el trabajo experimental.

Para el manejo del láser se usó el equipo ILX Lightwave LDC-3908 Laser diode Controller. Con éste se manipulan los parámetros de temperatura, corriente de operación del láser y se monitorea el voltaje, corriente del peltier y resistencia. Los parámetros a modificar se controlan manualmente en el panel frontal del módulo controlador.

Para la optimización de la visualización del espectro de absorción es necesario variar parámetros de corriente y temperatura; más adelante se describe el proceso a seguir para la obtención del espectro.

3.2.1. Temperatura

La temperatura modifica la sintonía de la frecuencia de emisión del láser y es por eso que es necesario encontrar su valor en el cuál se tenga una óptima visualización de los espectros de absorción al trabajar con la celda de rubidio.

Efecto Peltier Cuando se hace circular una corriente a través de una unión entre dos metales diferentes, tiene lugar una producción o absorción de calor. Este efecto es distinto de la producción de calor debido a la resistencia de la unión, y es reversible, desarrollándose calor cuando la corriente circula a través de la unión en un determinado sentido y absorbiéndose cuando la corriente circula en sentido opuesto. La unión es fuente de una fuerza electromotriz por efecto Peltier. Cuando se obliga a circular la

corriente a través de la unión, en sentido opuesto al sentido de la fuerza electromotriz, tiene lugar una producción de calor; en cambio cuando la corriente circula en el sentido de la fem del Peltier, produce un enfriamiento de la unión. Se construyen dispositivos de refrigeración usando este principio y es del tipo usado en el control de temperatura del láser usado en éste trabajo.

Dejando fija la corriente del peltier, un aumento en la temperatura resulta en la sintonía del láser a un valor mayor en voltaje aplicado al piezoeléctrico, a una disminución en la temperatura se obtiene la sintonía en un voltaje menor del piezoeléctrico. Esto es, si se aumenta la temperatura, cierta longitud de onda del láser se obtendrá a un voltaje mayor del piezoeléctrico y viceversa. Al cambiar la temperatura se ve afectado el valor de la corriente en el cuál se observa el espectro.

Tras haber trabajado en la obtención del espectro de absorción con varios valores de la temperatura, el valor óptimo de operación del láser resulta de 16.6°C.

3.2.2. Corriente

Permite el control de la intensidad de luz emitida. Para el diodo láser en cuestión se tiene un intervalo recomendado para su manejo de 0 a 110mA. El valor de la corriente es proporcional a la intensidad del haz.

El valor óptimo de operación fue cercano a 96.25mA. En el panel de control (figura 3.4) se muestra la corriente seleccionada que ha de ser alcanzada y la corriente real que se denota con I_0 . El control de este parámetro se hace localizando el canal correspondiente al láser en cuestión, que en este caso es el canal 2. Se oprime la tecla F1 para iniciar el funcionamiento del láser, se oprime F2 para entrar al control de la corriente. Con la perilla se cambia el valor de la corriente o del parámetro en el que esté ubicado el control.

En cada sesión de trabajo se monitorea el funcionamiento del láser observando la corriente umbral en la que hay un cambio notorio en la intensidad del haz. El valor de la corriente en el que se encuentra este umbral fue de 28.6mA.

3.3. Balance de detectores

Para lograr una señal de dispersión adecuada y una lectura correcta, además de hacer reproducible lo aquí presentado es importante balancear las señales obtenidas de los fotodetectores. Se describe a continuación el proceso seguido para tal propósito.

Se toma en cuenta el ángulo del retardador de onda $\lambda/4$ colocado antes del cubo polarizador CDP2 (figura 3.1) para tener balance en las señales de los fotodiodos. A la salida del cubo CDP1 el haz 2T tiene polarización lineal y la oscilación resulta hori-

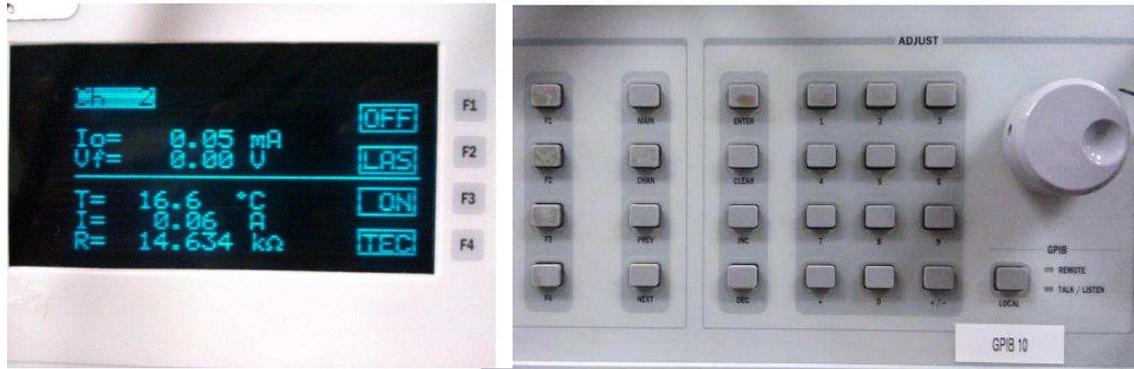


Figura 3.4: Panel de control de láser

zontal, debido a esto el eje rápido del retardador de onda $\lambda/4$ debe colocarse a 45° del plano de oscilación del haz 2T. Ya que la respuesta de los fotodiodos no es la misma, al hacer la resta de las señales de los fotodiodos se tiene un voltaje offset diferente de cero. El balance se hace entonces observando el espectro de absorción en un osciloscopio usando ambos fotodiodos y obteniendo la misma profundidad de los pozos Doppler de cada isótopo. Esto se hace sin tener un campo magnético en la celda de rubidio. En la sección 3.5 se describe el proceso para la obtención del espectro de absorción.

3.4. Medición de frecuencia de batimiento de dos haces

Con el fin de obtener una comparación en frecuencia de la luz emitida por el láser SX-III con el haz emitido del láser SX-I se combinan para obtener batimiento de ambos haces. La comparación cuantifica la desintonía del haz del láser SX-III del haz SX-I que se mantiene anclado a una frecuencia conocida. El valor obtenido en la comparación resulta proporcional a la diferencia en frecuencia de los haces incluidos en el proceso.

3.4.1. Adición de ondas de diferente frecuencia

En ésta sección se describe brevemente la superposición de ondas con frecuencias distintas, pensando en luz monocromática.

Describiendo el caso simple de dos ondas de diferente frecuencia viajando en la misma dirección, consideramos la perturbación que resulta de las ondas

$$E_1 = E_{01} \cos(k_1 x - w_1 t) \quad (3.2)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(k_2 x - w_2 t) \quad (3.3)$$

donde $k_1 > k_2$ y $w_1 > w_2$. Estas ondas tienen la misma amplitud y una fase inicial nula. La onda compuesta resulta:

$$E = E_{01} [\cos(k_1 x - w_1 t) + \cos(k_2 x - w_2 t)] \quad (3.4)$$

que puede ser reformulado como sigue

$$E = 2E_{01} \cos[(k_1 + k_2)x - (w_1 + w_2)t] * \cos[(k_1 - k_2)x - (w_1 - w_2)t] \quad (3.5)$$

Definiendo las cantidades \bar{w} y \bar{k} que son frecuencia angular promedio y número de propagación promedio respectivamente. Ahora las cantidades w_m y k_m asignadas a la frecuencia de modulación y número de propagación de modulación las definimos como sigue:

$$\bar{w} \equiv \frac{1}{2}(w_1 + w_2) \quad w_m \equiv \frac{1}{2}(w_1 - w_2) \quad (3.6)$$

$$\bar{k} \equiv \frac{1}{2}(k_1 + k_2) \quad k_m \equiv \frac{1}{2}(k_1 - k_2) \quad (3.7)$$

por tanto

$$E = 2E_{01} \cos(k_m x - w_m t) \cos(\bar{k} x - \bar{w} t) \quad (3.8)$$

La perturbación total puede ser considerada como una onda que viaja con frecuencia \bar{w} y con una amplitud modulada $E_0(x, t)$ tal que

$$E(x, t) = E_0(x, t) \cos(\bar{k} x - \bar{w} t) \quad (3.9)$$

donde

$$E_0(x, t) = 2E_{01} \cos(k_m x - w_m t) \quad (3.10)$$

El caso que nos interesa es cuando ambas frecuencias son comparables, $w_1 \approx w_2$, entonces $\bar{w} \gg w_m$ y $E_0(x, t)$ cambia lentamente mientras que $E(x, t)$ variará rápidamente. Lo expuesto se muestra en la figura 3.5.

Lo que se ha de detectar en el laboratorio es la irradiancia que es proporcional a

$$E_0^2(x, t) = 4E_{01}^2 \cos^2(k_m x - w_m t) \quad (3.11)$$

o de otra forma

$$E_0^2(x, t) = 2E_{01}^2 [1 + \cos(2k_m x - 2w_m t)] \quad (3.12)$$

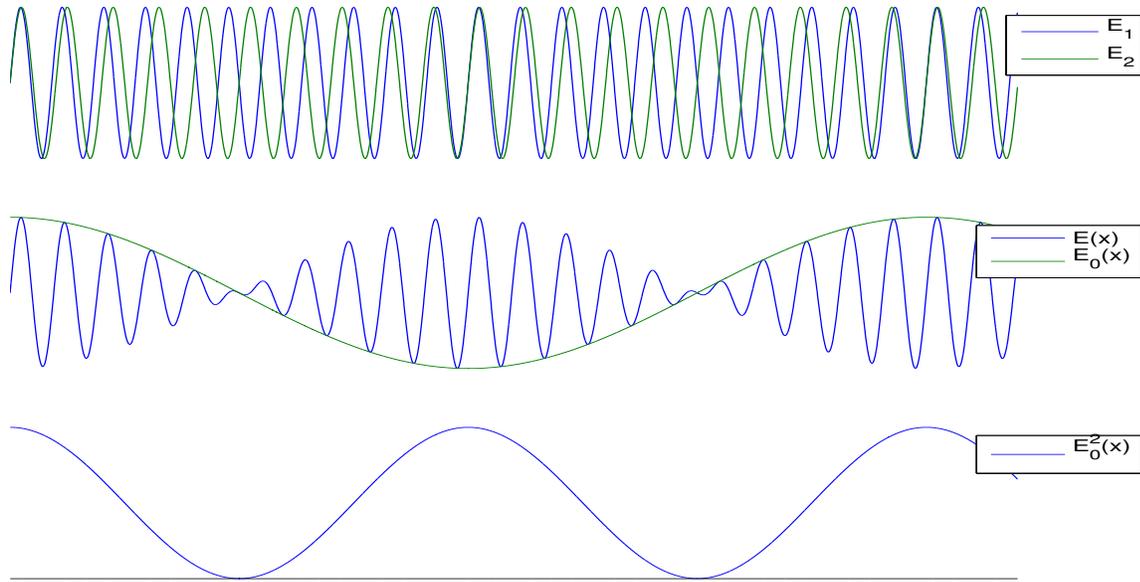


Figura 3.5: Superposición de ondas armónicas de igual magnitud y diferente frecuencia

Ha de hacerse notar que $E_0^2(x, t)$ oscila alrededor de un valor de $2E_{01}^2$ con una frecuencia angular de $2w_m$ o simplemente $(w_1 - w_2)$ que es justamente la **frecuencia de batimiento**.

Como se ha descrito anteriormente, para lograr la combinación de los dos haces es necesario que ambos tengan la misma dirección de oscilación, es decir, que los vectores de campo eléctrico sean paralelos para que haya combinación, o que al menos no se tenga haces polarizados perpendiculares entre sí. Además de la polarización de la luz, la intensidad de ambos haces debe ser comparable.

Ya que la intensidad del haz proveniente del láser SX-I fue menor que la del haz (1T figura 3.1) proveniente del SX-III, se colocó un polarizador en el trayecto del haz 1T para regular su intensidad. La intensidad de cada haz fue de 75 y $80\mu W$. Se combinan ambos haces e inciden en un fotodiodo rápido (Amplified Silicon Detector ET-2030A) el cuál se conecta a un analizador de espectros (Rohde&Schwarz).

En la figura 3.6 se muestra un ejemplo de dos mediciones de batimiento sobre un punto de anclado de frecuencia.

3.5. Obtención de espectros y estabilización de frecuencia

En esta sección se describe el software usado para el control del anclado y la espectroscopía necesarias en el experimento, además de los elementos ópticos y electrónicos incluidos en el proceso. Se describe el proceso para la obtención del espectro de absorción y absorción saturada, asimismo se detalla la forma en que se mantiene la estabilidad del

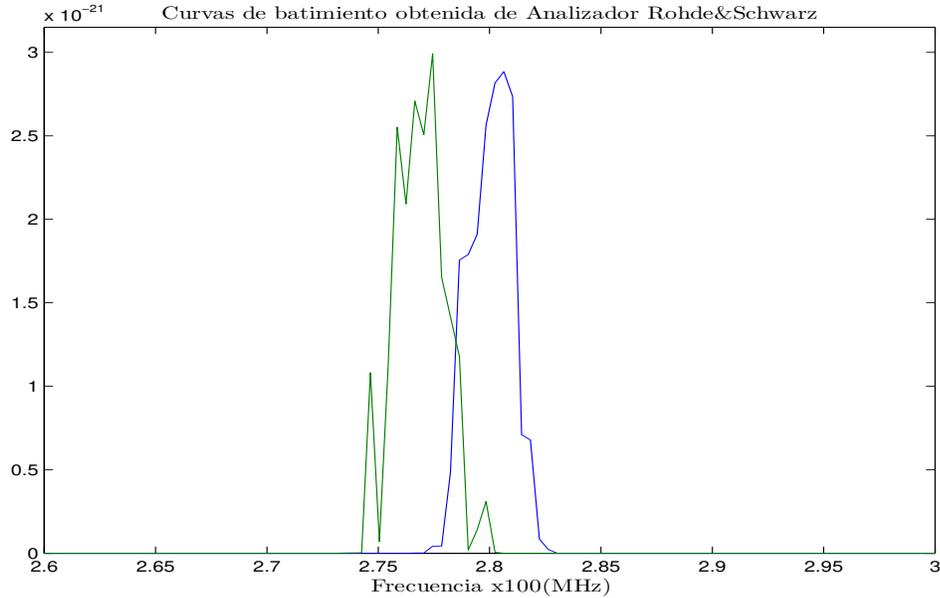


Figura 3.6: Ejemplo de batimiento de dos haces. Punto de anclaje sobre región de ^{85}Rb y $B = 10.3\text{G}$.

láser y el rango en frecuencia obtenido para cada valor del campo magnético aplicado a la celda.

El programa usado fue desarrollado en el laboratorio de átomos fríos por Cristian Mojica (detallado en su tesis[14]). Este programa elaborado en LabView permite obtener en pantalla la curva resultante de la resta de las señales en los fotodetectores.

El programa manda al piezoeléctrico un barrido en voltaje en forma triangular asimétrica, realiza n mediciones durante la bajada de la rampa, promedia los n datos y grafica voltajes en tiempo real. Si el usuario solicita “Guardar espectro”, se guarda un archivo de tres columnas con los datos del voltaje enviado al piezoeléctrico y el voltaje obtenido de cada fotodiodo. Se genera con esto la señal de dispersión DAVLL necesaria para el anclaje de frecuencia, además de obtener de los arreglos de datos guardados el espectro de absorción y absorción saturada.

El programa cuenta con un cursor rojo a disposición del usuario para indicar el punto sobre la curva donde ha de fijarse la frecuencia, además de poder centrarse el cursor mediante el ajuste de coordenadas en la ventana izquierda. Asimismo es posible guardar el arreglo de datos correspondiente a la señal de error derivada del tiempo de anclaje.

3.5.1. Utilización de programa

La generación de espectros consiste en dos procesos principales; un barrido en frecuencia de emisión del láser y el monitoreo del cambio de intensidad del haz de prueba.

La tarjeta USB Series Multifunction DAQ es la parte física encargada de adquirir

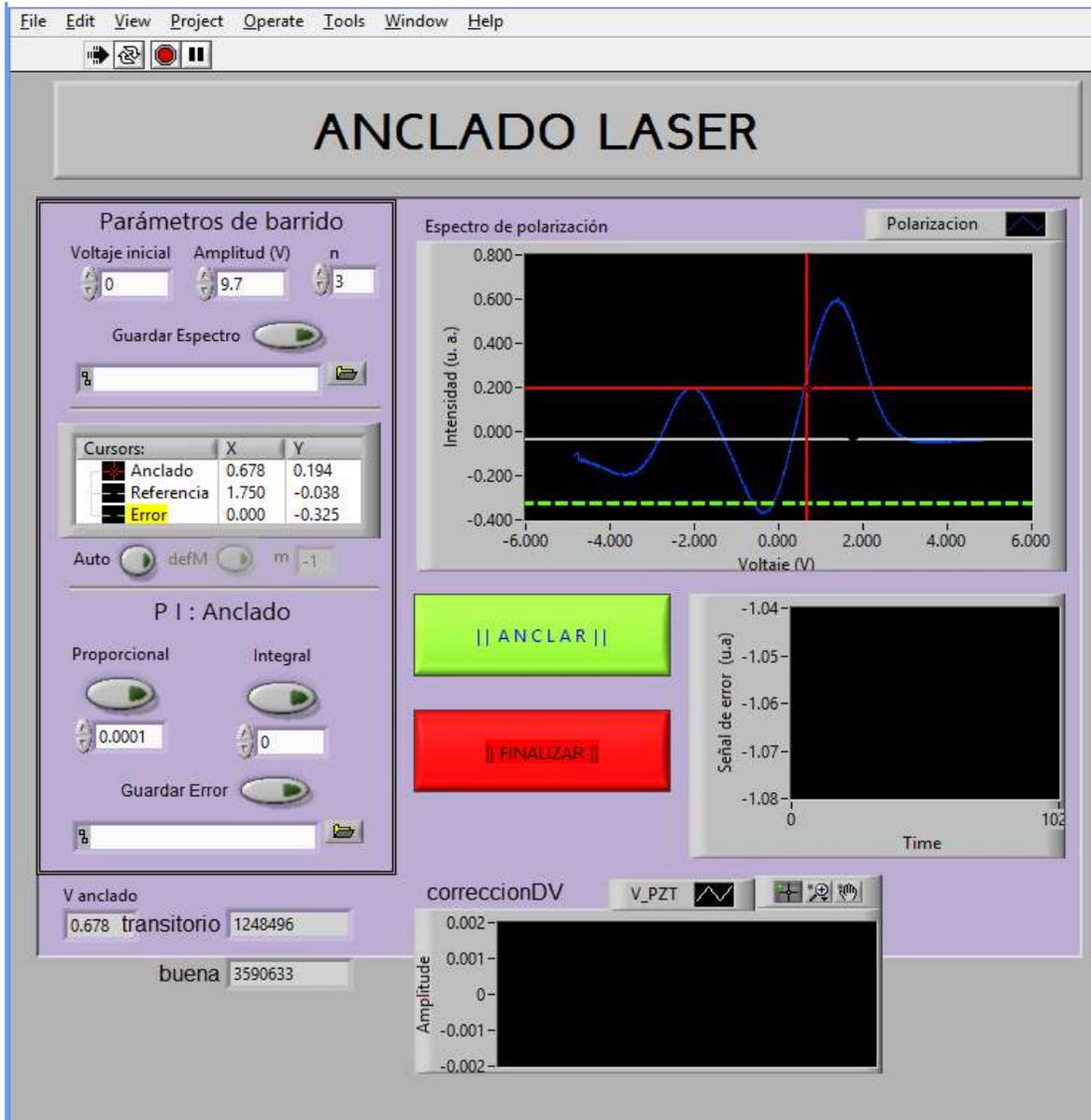


Figura 3.7: Panel de control digital del programa de anclado con el uso de la tarjeta USB Series Multifunction DAQ. Se muestra en el gráfico superior derecho la resta de lo adquirido de ambos fotodiodos. El cursor rojo, que controla el usuario, muestra el punto donde ha de anclarse el láser.

y generar los datos mientras que el control del proceso se lleva a cabo en el programa desarrollado en LabView.

El programa genera una rampa de voltaje que ha de ser amplificada y aplicada al piezoeléctrico que forma parte del láser y así obtener un barrido en frecuencia. Para la lectura de las señales de los fotodiodos y salidas de voltaje hacia el láser el programa hace uso de la tarjeta USB Series Multifunction DAQ. El programa cuenta con parámetros que han de ajustarse para el barrido en frecuencia así como para el anclado de frecuencia. En la figura 3.7 se observa los parámetros correspondientes al barrido en voltaje al piezoeléctrico que son el voltaje inicial y la amplitud. Para lograr un barrido de 0 a 100V mandado al piezoeléctrico se establece el voltaje inicial en 0 y una amplitud menor a 10V, el cuál ha de ser amplificado por un factor de 10 además de establecer un offset de 50V. El programa muestra en la primera gráfica la intensidad de la resta de las señales de los fotodiodos en función del voltaje de salida. El parámetro “n” indica el número de muestras que ha de tomar el programa para hacer un promedio y mostrar la señal obtenida. Se guardan los datos de los fotodiodos en un archivo con el botón “Guardar Espectro”. Se muestra además una señal de error en tiempo real, la cual indica la dispersión que se tiene del punto de anclado establecido con el cursor rojo.

Acercamiento a la curva de dispersión. Es necesario disminuir la amplitud de la rampa de barrido a manera de generar un barrido en frecuencia menor, el voltaje inicial se aumenta o disminuye para visualizar una parte del espectro a mayor o menor frecuencia respectivamente.

El anclado en frecuencia se hace después de haber obtenido en pantalla la curva de dispersión DAVLL. Con el cursor rojo se elige el punto deseado y se oprime el botón “Anclar”, al “Finalizar” el anclado el programa muestra una ventana para guardar en un archivo el error generado durante el anclado, esto ocurre mientras se haya activado la opción “Guardar Error”.

3.5.2. Láser SX-III

En esta sección se describe la operación del láser para entender el cambio en su frecuencia de emisión.

Este láser fue armado y caracterizado en el laboratorio de átomos fríos del ICN.

Cavidad extendida

A continuación se describe la configuración de una cavidad extendida usando una rejilla de difracción, la cual permite la selección de la frecuencia a emitir.

La construcción del láser que se presenta está basada en la configuración Littrow y cuenta con un diodo láser Hitachi. El tener este tipo de configuración ofrece ventajas como emisión de luz monomodal, estabilidad y de fácil control.

En esta configuración se utiliza una rejilla de difracción para variar la longitud de onda de la cavidad externa y de este modo se consigue la sintonización en frecuencia de la luz emitida. Una característica de tal configuración es la retroalimentación, donde se ocupa la rejilla de difracción, en la cuál el primer orden de la luz es guiado de regreso hacia el diodo láser y ser entonces retroalimentado.



Figura 3.8: Cavidad de láser

Dentro de la cavidad se amplifican aquellas ondas con frecuencia cuya longitud de onda λ cumpla la igualdad

$$L = m \frac{\lambda}{2} \quad (3.13)$$

con m un número entero. Los láseres de diodo tienen una cavidad con dimensión de unos cientos de micrómetros, debido a esto, cambios pequeños en la temperatura o variaciones mecánicas afectan la longitud de la cavidad, de este modo se amplifican frecuencias cercanas a la generada sin perturbación. Al salir de la cavidad del láser se coloca la rejilla en la cuál el haz reflejado de vuelta al láser provoca que sólo algunas frecuencias se amplifiquen y son las que cumplan la condición (3.13). La rejilla que en éste trabajo se utiliza es llamada rejilla de difracción por reflexión ya que la separación en componentes se observa en la luz reflejada.

Se utiliza entonces un dispositivo para mantener la temperatura a un valor deseado por efecto Peltier.

Una rejilla de difracción por reflexión se construyen grabando rayas paralelas equiespaciadas sobre una superficie pulimentada. Tal superficie está cubierta por un patrón de surcos paralelos donde la luz incidente se caracteriza por tener longitud de onda comparable con la distancia entre los surcos. Los surcos sobre la superficie se convierten en una fuente de radiación que reemite la luz incidente. La luz que emerge resulta de la superposición de fuentes de luz coherente que refleja cada escalón y se observan regiones de interferencia constructiva y destructiva.

Al tener dos haces incidentes con ángulo α sobre surcos contiguos como se muestra en la figura 3.9, se obtiene interferencia constructiva para los haces con ángulos de reflexión β para en caso en el que la diferencia de caminos ópticos $\Delta s = d \sin \beta - d \sin \alpha$ sea un múltiplo entero de la longitud de onda λ , los ángulos β son los órdenes de

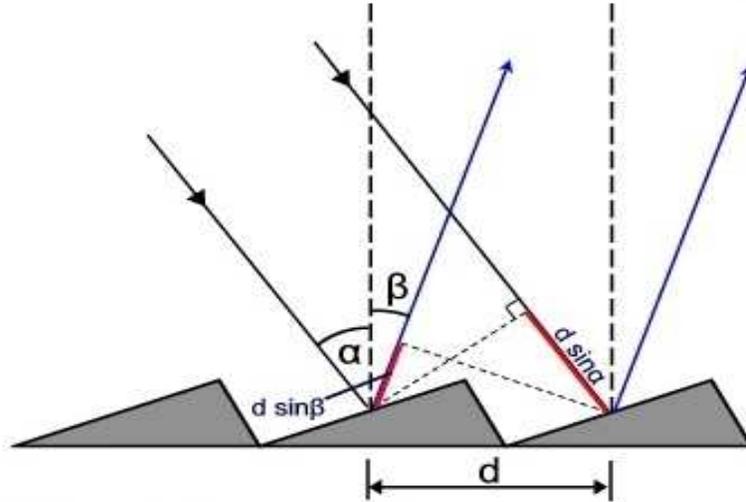


Figura 3.9: Origen de interferencia constructiva generada por rejilla de difracción.

difracción y son diferentes para cada longitud de onda.

$$d(\sin \alpha \pm \sin \beta) = m \lambda \quad (3.14)$$

El orden de difracción $m = 0$ corresponde al ángulo de reflexión especular, es decir, cuando el ángulo de reflexión y de incidencia son iguales, además de ser perpendiculares al plano del espejo.

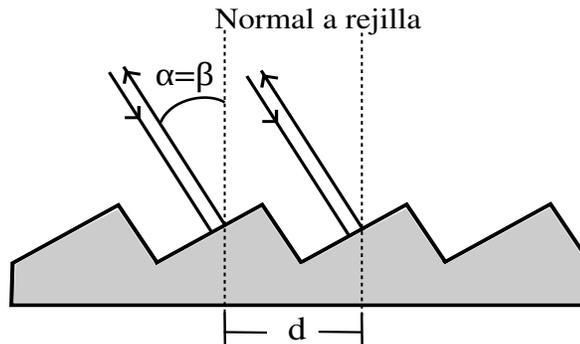


Figura 3.10: Configuración Littrow

La configuración Littrow se logra en el caso en el que el ángulo de incidencia y el ángulo correspondiente al orden $m = -1$ coinciden (figura 3.10), de este modo la ecuación (3.14) para la interferencia constructiva resulta en

$$2d \sin \alpha = m \lambda \quad (3.15)$$

La sintonización del láser se hace mediante el uso de la rejilla de difracción, la cual usa discos de micrófono como piezoeléctrico para tener movimiento. Como se mencionó anteriormente los valores de voltaje directo aplicables al piezoeléctrico van de 0 a 100V.

En la sintonización se hace uso de un generador de señales para aplicar el voltaje al piezoeléctrico y se obtenga la variación de frecuencia en el intervalo requerido.

3.5.3. Curva Umbral de respuesta de láser de 780nm (SX-III)

En el uso del láser de cavidad extendida se toma en cuenta la corriente umbral a la cual cambia la pendiente de la curva de irradiancia.

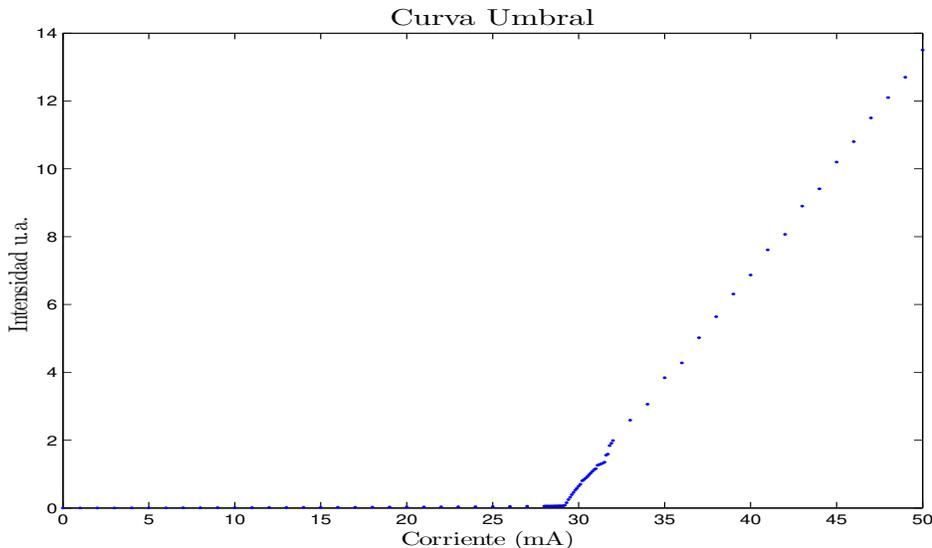


Figura 3.11: Curva de respuesta de fotodiodo ante la corriente aplicada. Diodo láser principal (SX-III) con el cual se obtuvo la curva DAVLL.

La condición umbral se puede definir como el cambio en la pendiente de la curva Potencia vs Corriente de alimentación al diodo.

Por debajo de la corriente umbral se tiene un comportamiento de LED.

El valor de la corriente umbral es un indicador del buen funcionamiento del láser si en su uso periódico tal valor de la corriente no cambia. Esta corriente umbral para el diodo Hitachi resultó en 28.6mA.

3.5.4. Espectroscopía de absorción

Se describe a continuación el procedimiento para obtener el espectro de absorción desde el encendido del láser a la obtención del archivo de datos que contiene la información de la señal obtenida por los fotodiodos.

En la figura 3.12 se muestra el esquema con los elementos ópticos necesarios para obtener el espectro de absorción del gas de rubidio. Haciendo referencia a la figura 3.1 sólo es necesario el haz de prueba (2T) sin emplear aún el embobinado con alambre de cobre que cubre la celda de rubidio.

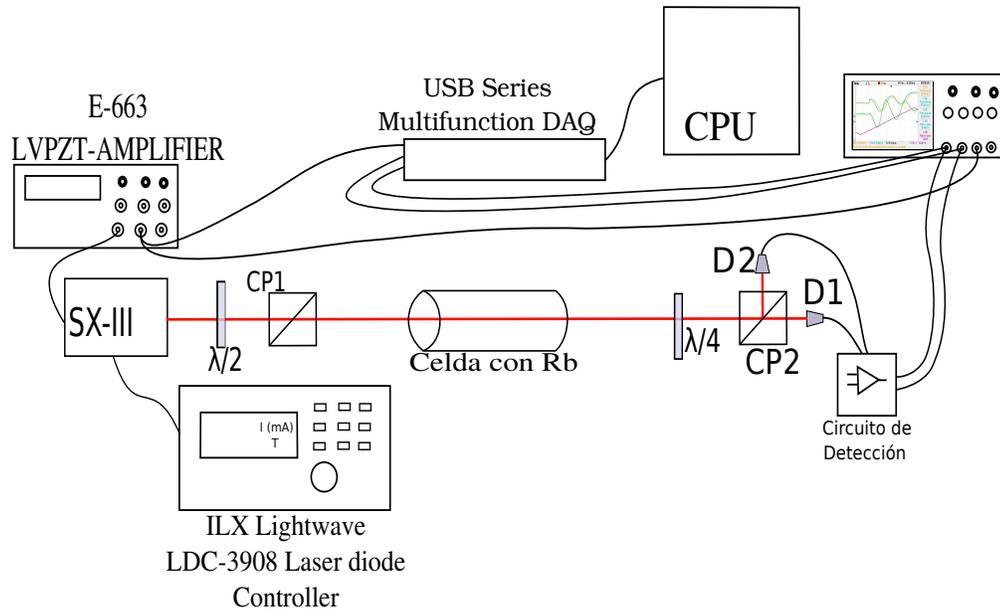


Figura 3.12: Elementos usados en la obtención experimental del espectro de absorción.

1. *Control de temperatura del láser.* Al encender el módulo del control de láser debe haber un tiempo de espera de aproximadamente 20 minutos hasta que la temperatura elegida tenga un valor estable. El módulo cuenta con una llave de bloqueo que se gira primero y un interruptor de encendido.
2. *Encendido de láser.* Se muestra en el display del panel frontal el valor de la corriente de operación a fijar. Con la perilla se aumenta la corriente hasta llegar a un valor deseado. El cambio en la corriente no debe hacerse de forma brusca para evitar daño al diodo láser. Para comprobar el buen funcionamiento del láser se busca la corriente umbral y con ayuda de un visor infrarrojo se puede observar directamente el cambio súbito en la intensidad del haz, esta intensidad se alcanza a un valor de la corriente cercano a 28.6mA.
3. *Monitoreo de intensidad en fotodiodos.* La intensidad en los fotodiodos ha de ser monitoreada con la ayuda de un osciloscopio antes de usar el programa en LabView ya que éste muestra sólo la resta de ambos fotodiodos. Desde el programa en Lab View se genera la rampa de barrido en voltaje que ha de ser amplificada y llevada al piezoeléctrico; esta señal aún sin amplificación se lleva también al osciloscopio para tener una referencia en el voltaje aplicado al piezoeléctrico. Una manera previa al uso del programa en LabView para generar el barrido en voltaje mandado al piezoeléctrico fue con un generador de señales. De esta manera se monitoreó la sintonía del láser en el espectro de absorción con la ayuda de un osciloscopio para más adelante obtener un arreglo de datos desde el programa en LabView.
4. *Barrido en voltaje.* La generación de una señal periódica de voltaje para el ba-

rrido en frecuencias fue hecha de dos formas, las cuáles fueron por medio de un generador de señales y otra por medio del programa de anclado hecho en LabView que hace uso de una tarjeta de procesamiento.

Usando un generador de señales se establece una rampa para el barrido en voltaje. Este debe operarse con una amplitud de 10V como máximo, donde el máximo intervalo es de -5 a +5 volts. Tal señal se lleva a un amplificador (E-663 LVPZT-AMPLIFIER) que tiene un factor de amplificación de 10. En este dispositivo se tiene un offset que puede ser variado de 0 a 100V. El valor al que debe trabajarse es de 50V para que al mandar la señal ya amplificada de barrido de voltaje al piezoeléctrico se tenga un intervalo de 0 a 100V. La frecuencia de la señal de oscilación se estableció en 6Hz.

Como segunda manera se usó el programa desarrollado en LabView, en el cuál el barrido generado tiene también una amplitud máxima de 10V y un valor de voltaje inicial a elegir. Este valor inicial se coloca en 0V para dejar el centro del barrido en ese valor y tener un intervalo de -5 a 5V. A su salida se utiliza el amplificador, al cual se le fija un voltaje offset en 50V para tener un intervalo final de 0 a 100V o menor.

Como ya se ha descrito, el objetivo de usar un osciloscopio como primera opción es observar la sintonía del láser en el rango que permite visualizar el espectro de absorción pero resulta más conveniente usar el programa en LabView para tomar desde ahí los datos puesto que la frecuencia de muestreo es mayor y el espectro obtenido resulta con mayor número de puntos.

5. *Búsqueda de pozos Doppler.* Se aumenta la corriente de operación del láser de forma gradual hasta observar en el osciloscopio las caídas de intensidad en los fotodiodos correspondientes a pozos Doppler, teniendo en cuenta que en este punto las señales de ambos fotodetectores son iguales, y su diferencia debe ser un voltaje constante.

Existen distintos valores para la corriente en los cuáles es posible observar los pozos Doppler correspondientes a transiciones de ^{85}Rb y ^{87}Rb . El valor de la corriente de operación del láser donde se obtiene de manera óptima el espectro se obtuvo cerca de 96.5mA. De este modo, lo conveniente fue sintonizar el láser modificando sólo la corriente de operación y visualizando la respuesta de los fotodetectores en un osciloscopio.

3.5.5. Espectroscopía de absorción libre de Doppler

En esta sección se describen los elementos necesarios, así como el proceso para la obtención del espectro de absorción libre de Doppler de lo que se obtiene la caída de intensidad en fotodetectores en función del voltaje aplicado al piezoeléctrico.

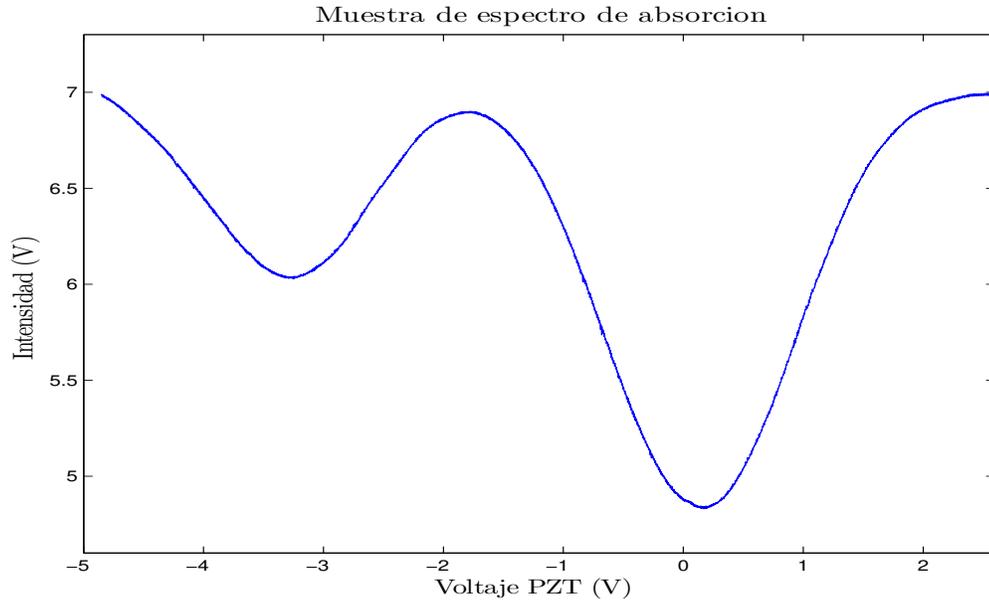


Figura 3.13: Espectro de absorción en la región de baja frecuencia. Se registran los pozos de absorción con un ensanchamiento Doppler de 607.83MHz y 499.59MHz para ^{85}Rb y ^{87}Rb respectivamente.

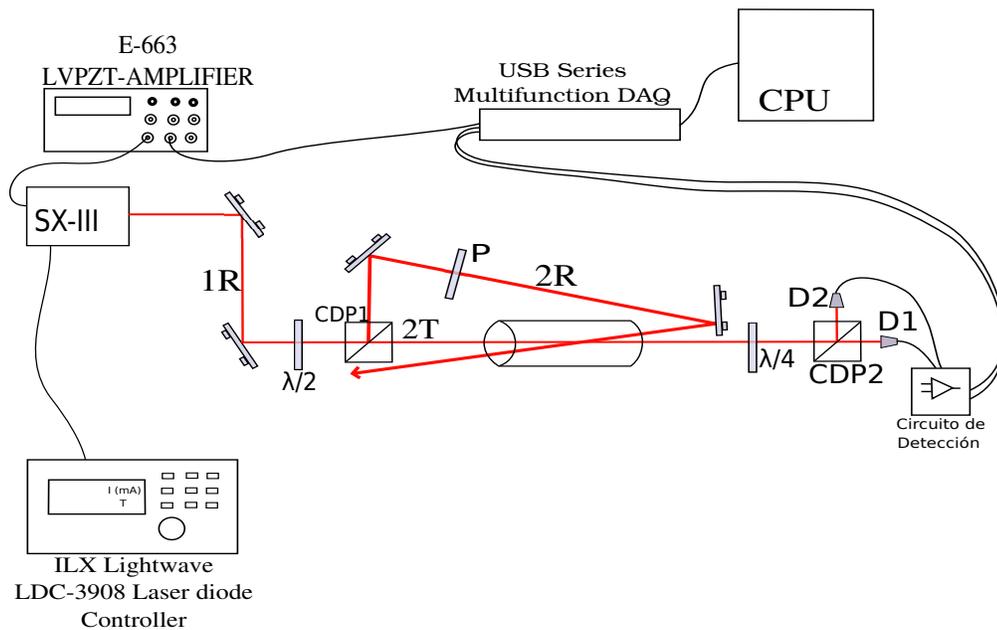


Figura 3.14: Elementos para obtener espectro de absorción libre de Doppler

En el diagrama de la figura 3.14 se muestran los elementos necesarios en este proceso, en el cual es indispensable un haz extra al mostrado en la figura 3.12 de la sección anterior.

Para obtener el espectro se ha de seguir el mismo procedimiento que la sección anterior donde se obtiene el espectro de absorción, en este caso se incluye el haz de saturación

2R.

Los haces de bombeo (**2R**) y de prueba (**2T**) se obtienen de un cubo divisor polarizante (CDP1) y son llevados a la celda de Rubidio de modo que tengan el mismo trayecto y en sentidos contrarios. Para que haya saturación, el haz de bombeo debe tener una intensidad mayor al haz de prueba, es por ello que se coloca un retardador de onda $\lambda/2$ en la trayectoria del haz (**1R**) y de este modo se controla la intensidad que ha de resultar en cada uno de los haces emergentes del cubo polarizador.

Una vez registrado el espectro de absorción en el osciloscopio, se permite el paso del haz de bombeo (saturación), previamente alineado de forma que lleve la trayectoria lo más cercana posible al haz de prueba, para visualizar el espectro de absorción saturada. Se ha de tener una rampa de barrido con la misma amplitud y voltaje inicial igual a la ejecutada por un generador de señales pero con el uso de la tarjeta de adquisición de datos. En el programa se visualiza siempre la resta de las señales de los fotodiodos así que se verá una línea constante en la gráfica del programa. Los datos se guardan en un arreglo de tres columnas para ser analizados posteriormente. Un espectro obtenido en esta forma es mostrado en la figura 3.15

El haz de saturación tiene una intensidad 45 veces mayor al haz de prueba ($30.8\mu W$ haz de Prueba) y con esto se logró observar con detalle el espectro libre de Doppler.

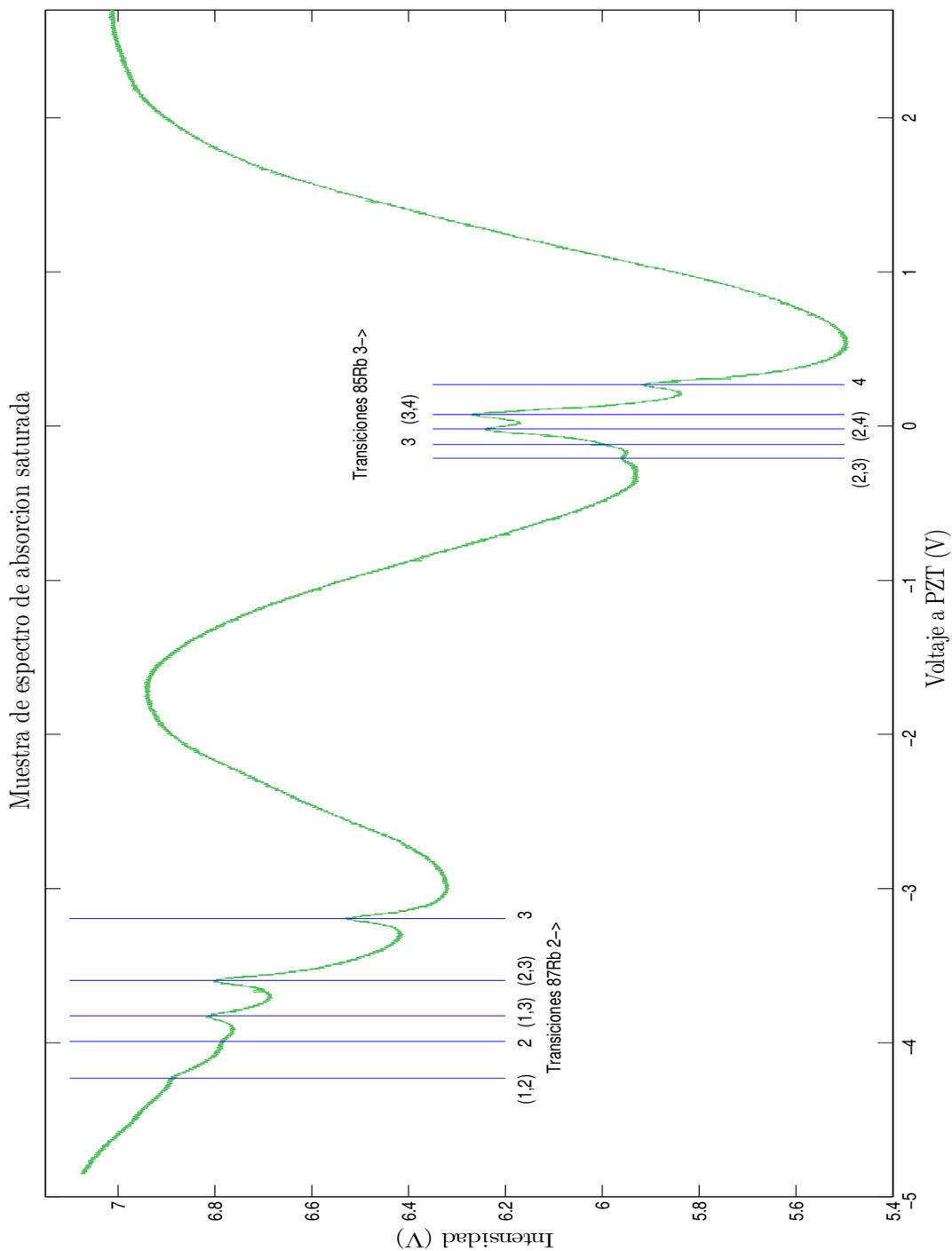


Figura 3.15: Espectro de absorción saturada obtenido con un haz de prueba de $30.8\mu W$ y un haz de bombeo de $1410\mu W$. Se observan con toda claridad los entrecruzamientos típicos en este tipo de espectros.

3.5.6. Calibración de Piezoeléctrico

Para la calibración del piezoeléctrico se usó el espectro de absorción saturada obtenido como ya se ha señalado en esta sección. La calibración se hizo para una corriente de operación del láser de 96.5mA, para otros valores de la corriente de operación esta función obtenida es diferente.

Tomando en cuenta las frecuencias de las transiciones presentadas en las tablas 1.1 y 1.2 se toman las coordenadas de los puntos correspondientes a estas transiciones obtenidas del espectro de la figura anterior y ya que el piezoeléctrico eléctrico se asume que cambia de manera lineal, se ajusta una función lineal de frecuencia dependiente del voltaje aplicado al piezoeléctrico. De esta forma se puede interpolar sobre un valor del voltaje al PZT para sintonizar alguna transición específica del rubidio. Esta frecuencia deberá estar dentro del intervalo en que la curva de dispersión DAVLL se mantenga lineal.

La función ajustada resultó

$$\nu = \left(346.94 \pm 1.06 \frac{MHz}{V} \right) \Delta V - 1251.44 \pm 2.99 MHz \quad (3.16)$$

con un coeficiente de correlación de

$$R = 0.999$$

Esta función puede variar al terminar de trabajar con el láser y volver un día posterior. Teniendo esto en cuenta se ajusta una lineal en cada ocasión que se toma el espectro de absorción libre de Doppler sin incluir el campo. Esta es una manera para saber en qué punto en frecuencia se sintoniza el láser sobre la curva DAVLL.

3.5.7. Caracterización de celda con embobinado

La celda en la cual se encuentra el gas de rubidio tiene un embobinado de cobre como ya se ha mencionado anteriormente. Fue construída en el laboratorio de átomos fríos junto con el embobinado. En la obtención de la curva DAVLL es necesario un campo magnético constante y paralelo a la dirección de propagación del haz láser. Debido a ello es necesaria la bobina que produce un campo aproximadamente constante y paralelo a la celda. El campo producido en el interior de una espira de corriente I está dado por:

$$\vec{B} = \mu_0 n I \vec{z} \quad (3.17)$$

De manera que se tiene una relación lineal entre la corriente que pasa por la bobina y el campo producido. A continuación se muestra la respuesta real del campo producido en función de la corriente aplicada.

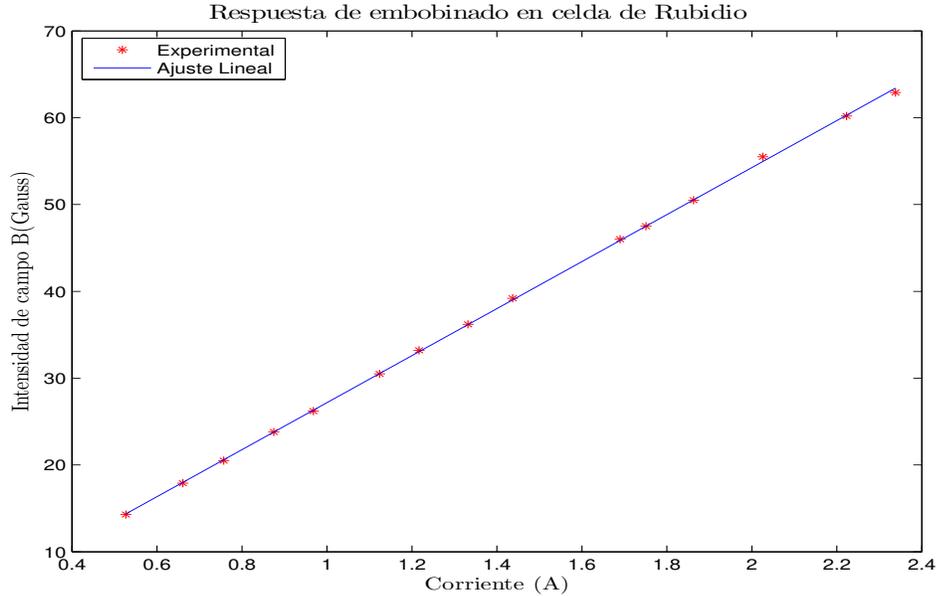


Figura 3.16: Relación entre intensidad de campo y corriente obtenida de bobina. La intensidad de campo fue medida en el centro de la sección transversal de la celda, pegado a la pared de vidrio de la misma.

De los datos presentados en la figura anterior, la función lineal ajustada de intensidad de campo magnético resulta

$$B = (27.08 \pm 0.10)I + (0.09 \pm 0.16) \quad (3.18)$$

con un coeficiente de correlación para el ajuste de

$$R = 0.999$$

De esta manera puede obtenerse la intensidad de campo deseado dentro del intervalo $[0, 2.4]$ A.

3.6. Anclado de láser

En la sección 2.6 se presentó la teoría implicada en el dicroísmo circular magnético, necesaria en la técnica aquí empleada para el anclado de frecuencia. En esta sección se describe la forma experimental en que se obtiene, con el uso del programa desarrollado en LabView, la curva de dispersión DAVLL. Asimismo se describe brevemente el funcionamiento del programa de anclado desarrollado en LabView.

3.6.1. Principio de operación de programa de Anclado

El diagrama de la figura 3.17 muestra el funcionamiento del programa de anclado desarrollado por Cristian Mojica [14], el cuál hace uso de un controlador proporcional-

diferencial-integral (PID). Tal controlador usa una señal de error $e(t)$ para retroalimentar el voltaje aplicado al piezoeléctrico y de esta manera mantener fija la frecuencia de emisión del láser.

La señal de error

$$e(t) = S_r - S_d, \quad (3.19)$$

toma en cuenta la señal de dispersión (S_d) y un valor de referencia S_r sobre la señal de dispersión para el anclado.

Los parámetros PID son modificados para controlar el proceso de anclado. En la versión de programa usada en este trabajo se permite modificar los parámetros *proporcional* e *integral*. Debido a que la región de la señal DAVLL donde se pretende realizar el anclado de frecuencia es prácticamente lineal, se toma en cuenta sólo la parte proporcional del controlador. Este término proporcional V_p efectúa un cambio de voltaje proporcional al valor actual del error.

$$V_p = K_p \cdot e(t) \quad (3.20)$$

La constante K_p se modifica por el usuario en la ventana mostrada (figura 3.7). Valores grandes de K_p provocan gran cambio en el voltaje del piezoeléctrico y con esto inestabilidad; valores muy pequeños pueden resultar deficientes en la corrección del error.

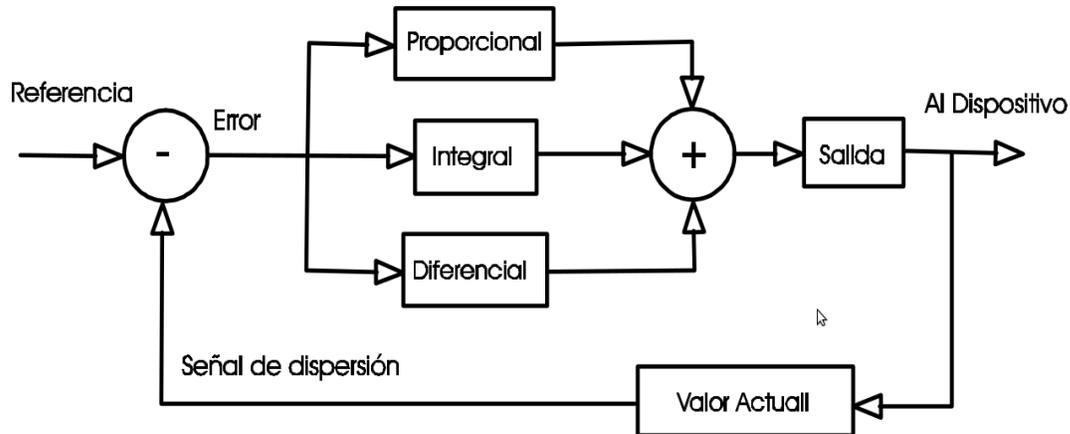


Figura 3.17: Diagrama de controlador usado en programa de anclado desarrollado en [14]

El voltaje para controlar la frecuencia de emisión toma la forma

$$V_{PZT}(t) = V_{PZT}(t') + V_{PID}(t), \quad (3.21)$$

donde $V_{PZT}(t)$ representa el valor del voltaje al piezoeléctrico y $V_{PID}(t)$ la corrección hecha por el controlador PID.

En términos de la señal de dispersión, en la cuál se ha elegido una región muy cercana a la lineal, el voltaje V_{PZT} aplicado al piezoeléctrico tiene la forma

$$S_d = mV_{PZT} + b \quad (3.22)$$

de modo que relacionando ecuaciones 3.19 y 3.22 la señal de error puede ser escrita como

$$e(t) \equiv \Delta S = S_r - S_d(t) = m\Delta V_{PZT}. \quad (3.23)$$

De esta manera el voltaje de corrección usando el controlador PID para el presente trabajo resulta en la forma

$$V_{PID}(t) = \frac{1}{m}k_p e(t) \quad (3.24)$$

3.6.2. Curva DAVLL

En la sección 3.5.4 se ha descrito el proceso para la obtención del espectro de absorción, una vez logrado esto se aumenta un elemento clave para la curva de dispersión DAVLL que es el campo magnético aplicado a la celda. Al implementar el campo magnético se excitan a los átomos dependiendo de la polarización del haz incidente, provocando un desplazamiento en frecuencia para los puntos en los que se encuentran los pozos Doppler para cada polarización. El haz con polarización lineal incidente sobre la celda puede ser descompuesto en dos componentes ortogonales σ_{\pm} con polarización circular de igual magnitud. Debido al efecto Zeeman se produce una diferencia entre las frecuencias de resonancia para las dos polarizaciones circulares de $2g\mu B/\hbar$.

En la figura 3.18 se presentan los elementos necesarios en la obtención de la curva de dispersión. El haz láser pasa por un divisor de haz polarizador, de modo que el haz transmitido resulta con polarización horizontal con respecto a la mesa.

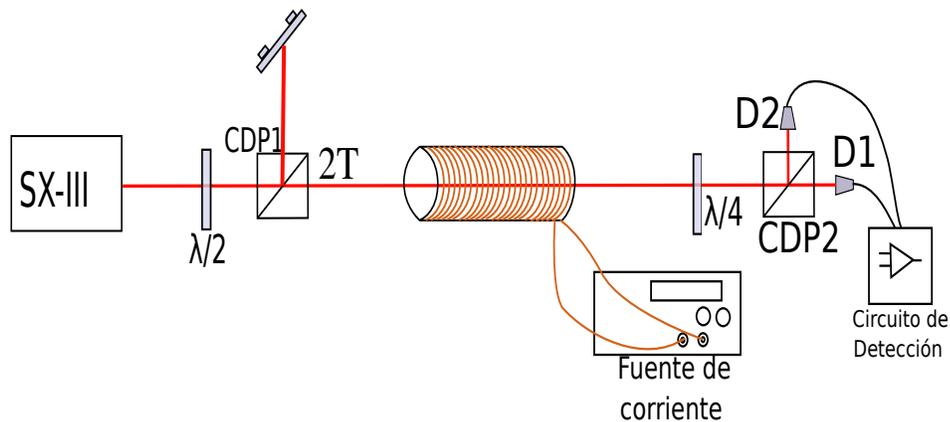


Figura 3.18: Elementos necesarios para la obtención de la curva de dispersión DAVLL.

Este haz atraviesa la muestra de gas de rubidio en la celda con embobinado de cobre, ya que el haz con polarización lineal puede describirse como la superposición de dos haces con polarización circular derecha e izquierda, se coloca un retardador de onda

de $\lambda/4$ de modo que el haz a la salida de la bobina cambie a polarización circular. Un segundo cubo polarizador se coloca a continuación del $\lambda/4$ y sirve como analizador de la absorción para cada polarización. Se obtienen los datos con el programa en LabView provenientes de los fotodiodos y se presenta en pantalla la diferencia de ambas intensidades.

Debido a que se genera diferencia de absorciones para cada polarización circular de los haces σ_{\pm} , como consecuencia del campo magnético aplicado a la muestra de rubidio, se experimenta con distintos valores de intensidad de campo magnético y de esta manera se analiza el intervalo en que puede ser fijada la frecuencia del láser para distintos campos.

En la figura siguiente se muestra la señal de dispersión DAVLL para una intensidad de campo magnético de -20.2 Gauss, en ella se compara el espectro de absorción obtenido en cada diodo, correspondiente a los haces con polarización circular derecha e izquierda, con el resultado de la resta de ambas intensidades.

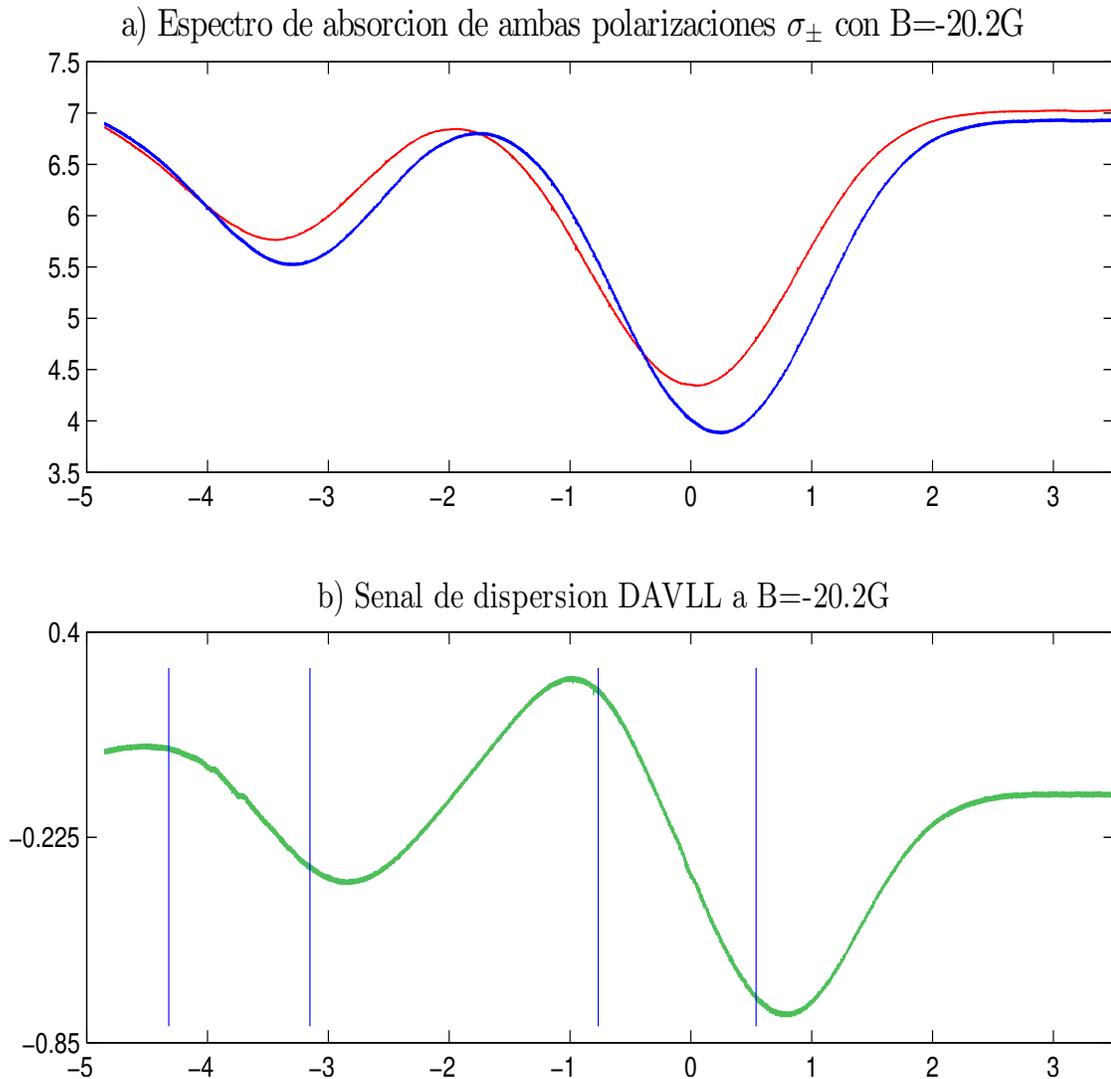


Figura 3.19: (a) Comparación de espectro de absorción obtenido en cada fotoreceptor, correspondiente a los haces con polarización circular derecha e izquierda. (b) Curva de dispersión DAVLL resultado de la resta de las señales obtenidas en los fotoreceptores. Las líneas verticales indican la región donde se pretende anclar el láser, ya que en esta región se encuentran las frecuencias de las transiciones hiperfinas de cada isótopo.

En la siguiente figura se establece una comparación del espectro de absorción saturada (sin campo magnético aplicado) con la curva DAVLL a manera de visualizar en qué voltaje del piezoeléctrico se encuentran las transiciones hiperfinas.

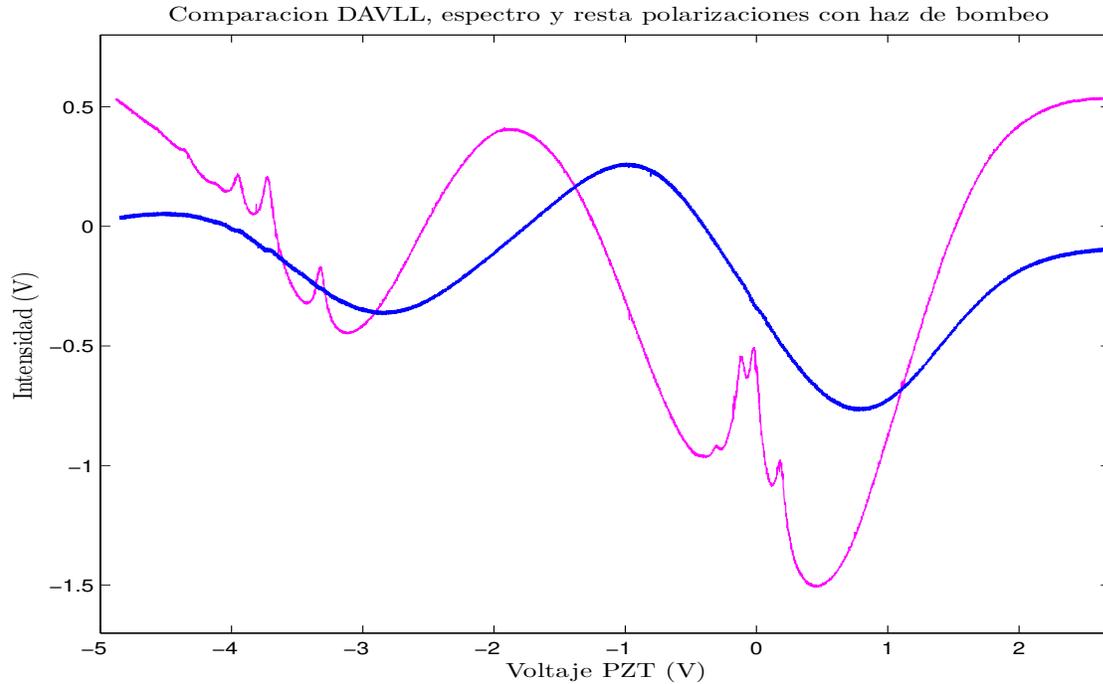


Figura 3.20: Comparación curva dispersión DAVLL con espectro de absorción saturada.

Ya que el voltaje al piezoeléctrico al que se encuentran las transiciones puede variar cada que se trabaja de nuevo con el láser, se toma el espectro de absorción saturada con el objetivo de encontrar la función de calibración. De las constantes de la función lineal la que presenta mayor variación es la ordenada al origen.

3.6.3. Puntos de anclaje sobre la curva DAVLL y medición de frecuencia

En esta sección se muestran los resultados obtenidos de la caracterización del sistema DAVLL que toma en cuenta la relación entre la intensidad de campo magnético y el intervalo en frecuencias donde es posible mantener el láser anclado en sintonía.

En el ejemplo de curva DAVLL de la figura 3.19b se presenta la región donde se pretende anclar la frecuencia del láser.

Con el fin de obtener una relación entre el intervalo máximo en frecuencia de estabilidad del láser y la intensidad del campo aplicado a la muestra de rubidio, se tomaron varios puntos sobre la curva DAVLL para cada valor del campo. La forma en la que se conoce indirectamente la frecuencia a la cual se tiene al láser sintonizado fue hecha de dos maneras:

- *Función lineal de calibración.* A través de una función $\nu(V)$ como la presentada ec.3.16 se obtiene el valor de la frecuencia de anclaje teniendo como dato las coordenadas en voltaje del punto sobre la curva de dispersión donde se fijó el láser. Ya que la sintonía del láser puede variar por fluctuaciones en la temperatura del

peltier, se obtuvo una función de calibración para cada ocasión en que fue variada la intensidad de campo magnético. De esta manera se monitorea también que la función lineal de calibración mantenga su pendiente y sólo haya variaciones por una constante en la misma línea.

- *Batimiento con segundo haz.* Parte del haz de interés con frecuencia previamente fijada se superpone con otro haz anclado a una frecuencia conocida, ambos haces con polarización lineal puestos de forma paralela, de manera que sea posible medir el batimiento de ambos haces mediante un analizador de espectros. El segundo haz se mantiene anclado en la transición $3 \rightarrow 4$ de ^{85}Rb mediante espectroscopía de polarización como se ha descrito en la sección 1.4. La parte teórica del proceso de batimiento se ha descrito en la sección 3.4.

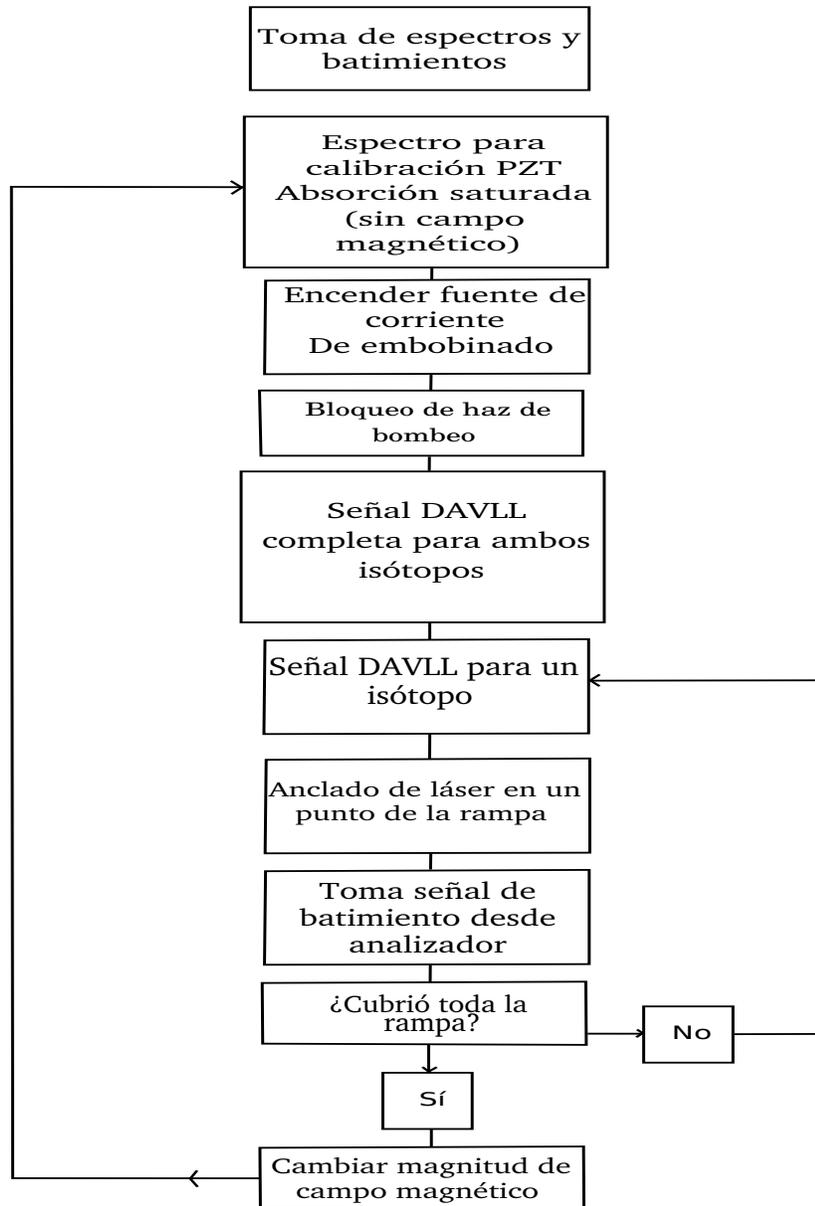


Figura 3.21: Diagrama de proceso empleado en la caracterización de anclado de frecuencia.

En el diagrama de la figura 3.21 se presenta la forma en que se realizó cada elemento necesario para la caracterización de la estabilización en frecuencia.

Una vez encendido el láser y puesto a la corriente de operación óptima, se registra el espectro de absorción saturada como ya se indicó en la sección 3.5.4, se obtiene la función de calibración y se bloquea el haz de bombeo. Se establece la corriente en la fuente para el campo magnético deseado y se observa en pantalla (fig.3.7) la curva de dispersión DAVLL correspondiente a tal valor del campo. Se elige la región correspondiente a ^{85}Rb o ^{87}Rb y se procede a fijar el haz en un punto extremo de la región de interés, con el segundo láser anclado usando espectroscopía de polarización, se compara el haz de interés batiendo ambos y obteniendo la diferencia en frecuencias con un analizador

de espectros. Asimismo se toma en cuenta la señal de error a manera de cuantificar la variación en la frecuencia en un tiempo determinado.

3.7. Resultados y Análisis

En esta sección se muestran los resultados experimentales obtenidos del procedimiento descrito en el diagrama de la figura 3.21 de la sección anterior.

Se presentan los puntos de anclaje obtenidos en las regiones de interés para el mínimo y máximo valor empleado del campo magnético, los cuales fueron -10.3Gauss y -35.4Gauss respectivamente.

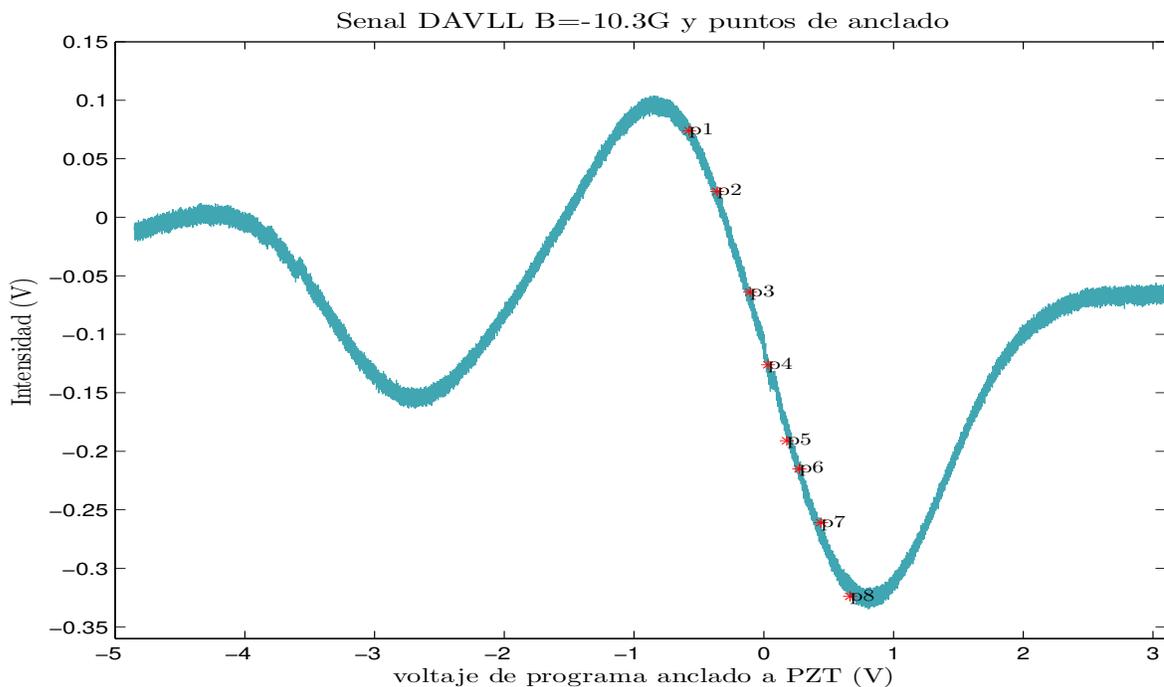


Figura 3.22: Puntos de anclaje obtenidos sobre la región correspondiente a ^{85}Rb e intensidad de campo -10.3G

En la figura 3.22 se muestra la señal DAVLL para $B = -10.3\text{G}$ con puntos sobre la región correspondiente a ^{85}Rb . Los puntos señalados en la curva se detallan en la tabla 3.1.

En esta tabla se indica la información correspondiente a cada punto de anclaje obtenido. La segunda columna indica la diferencia en frecuencia entre el láser principal y el segundo haz anclado a una frecuencia conocida. El segundo haz se mantuvo fijo, usando espectroscopía de polarización, en la transición $3 \rightarrow 4$ de ^{85}Rb por lo que el haz a batir se encontraba a una frecuencia de $-1164.63 \pm 10.5\text{MHz}$. La tercera columna muestra el error en la medición de la frecuencia de batimiento. Esta incertidumbre fue calculada usando la curva adquirida por el analizador de espectro, ya que muestra no

Pto	Desintonía	Error	Valor esperado	Discrepancia
1	279.0	11.8	282.0	3.0
2	203.6	8.9	207.1	3.6
3	121.2	22.9	119.0	2.2
4	77.7	10.2	71.2	6.5
5	23.2	6.0	20.6	2.6
6	2.4	4.5	12.7	10.3
7	44.7	8.8	70.3	25.6
8	123.9	25.5	148.0	24.0

Tabla 3.1: Puntos correspondientes a figura 3.22. Datos en MHz. La curva corresponde a un campo de 10.3G, puntos de anclaje en región de sintonía ^{85}Rb .

un pico definido sino un intervalo de frecuencias de batimiento entre los dos haces, se toma el ancho completo a la mitad del máximo de intensidad.

La cuarta columna muestra la diferencia en frecuencia del punto en cuestión obtenido por medio de la función de calibración previamente obtenida y el valor de referencia -2368.97MHz, esto a manera de comparar la frecuencia de batimiento obtenida experimentalmente y usando la función calculada.

La última columna (discrepancia) muestra la diferencia entre la frecuencia de batimiento obtenida experimentalmente y el valor esperado.

En la figura 3.23 se muestra la curva de batimiento para el punto 1 de la tabla 3.1 que proporciona el analizador de espectro, el máximo de esta curva proporciona el valor de la frecuencia de batimiento adquirida. Para cada punto se tomaron dos mediciones.

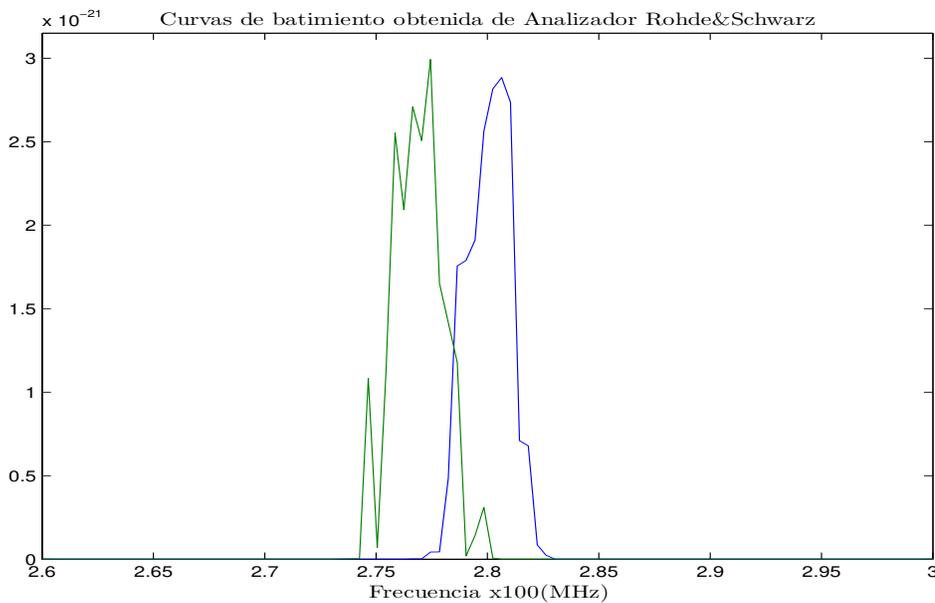


Figura 3.23: Curvas de batimiento de dos haces correspondientes a punto 1 de tabla 3.1. La frecuencia mostrada resulta de la resta de la frecuencia de ambos haces.

Pto	Desintonía	Error	Valor esperado	Discrepancia
1	243.9	11.7	223.7	20.2
2	158.5	14.2	125.5	33.0
3	68.8	9.9	47.9	20.9
4	5.3	7.4	12.8	7.4
5	118.1	7.7	98.6	19.4

Tabla 3.2: Puntos correspondientes a figura 3.24. Datos en MHz. Curva obtenida con intensidad de campo 10.3G, con puntos correspondientes a región de sintonía de ^{87}Rb .

Para la misma intensidad de campo magnético se presenta en la figura 3.24 y la tabla 3.2 la información de los puntos ubicados en la curva sobre la región correspondiente a ^{87}Rb .

Para cada intensidad de campo magnético empleado se obtiene el ancho en frecuencia en el que fue posible estabilizar el láser sobre la curva DAVLL; se consigue tal ancho para las regiones correspondientes a los dos isótopos.

De los puntos logrados en la región presentada en la figura 3.24 se obtiene un intervalo de $490.231MHz$

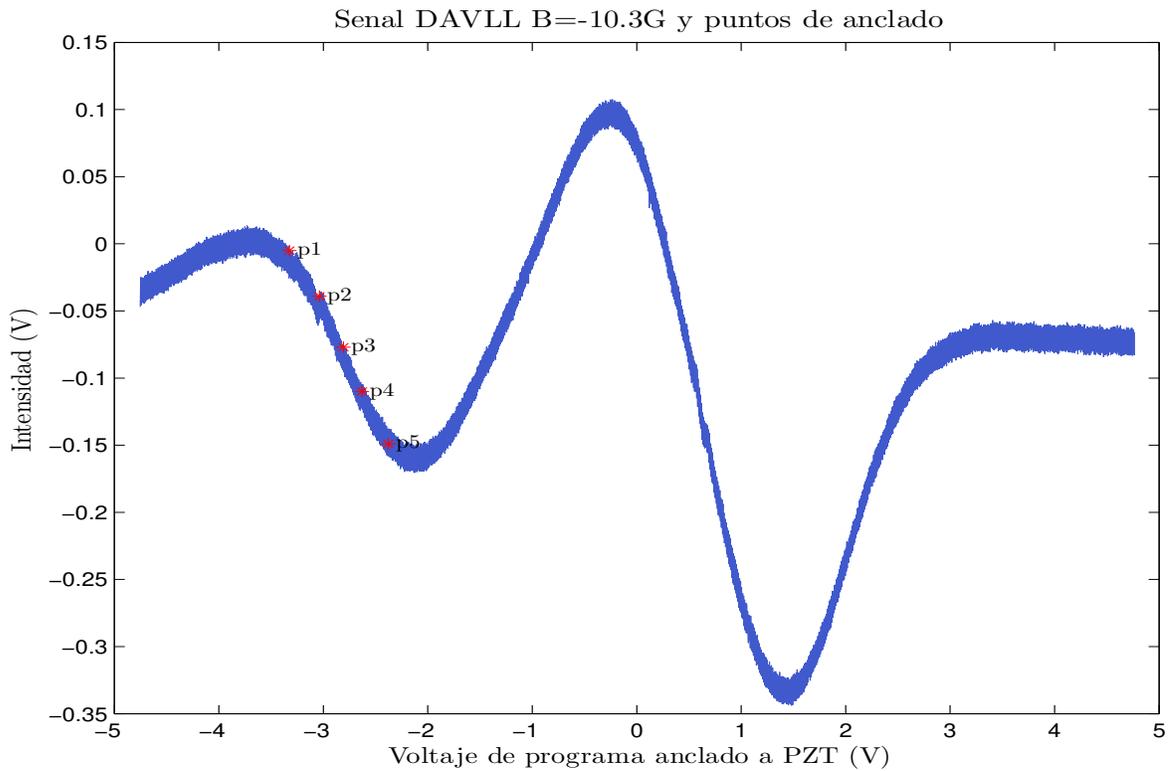


Figura 3.24: puntos de anclaje sobre la región de ^{87}Rb . Los datos obtenidos se muestran en la tabla 3.2. Se obtiene un intervalo de $490.231MHz$ en que es posible mantener el láser estable.

Pto	Desintonía	Error	Valor esperado	Discrepancia
1	360.7	10.8	382.4	21.6
2	284.9	17.7	310.5	25.6
3	176.9	13.9	197.3	20.4
4	73.1	9.8	70.9	2.2
5	24.5	8.0	11.6	12.9
6	2.3	3.4	3.7	1.3
7	46.5	10.0	56.9	10.4
8	121.4	14.0	132.8	11.5
9	145.1	11.4	164.1	19.0

Tabla 3.3: Puntos correspondientes a figura 3.25. Datos en MHz. Curva obtenida con campo 35.4G; puntos de anclado en región de ^{85}Rb .

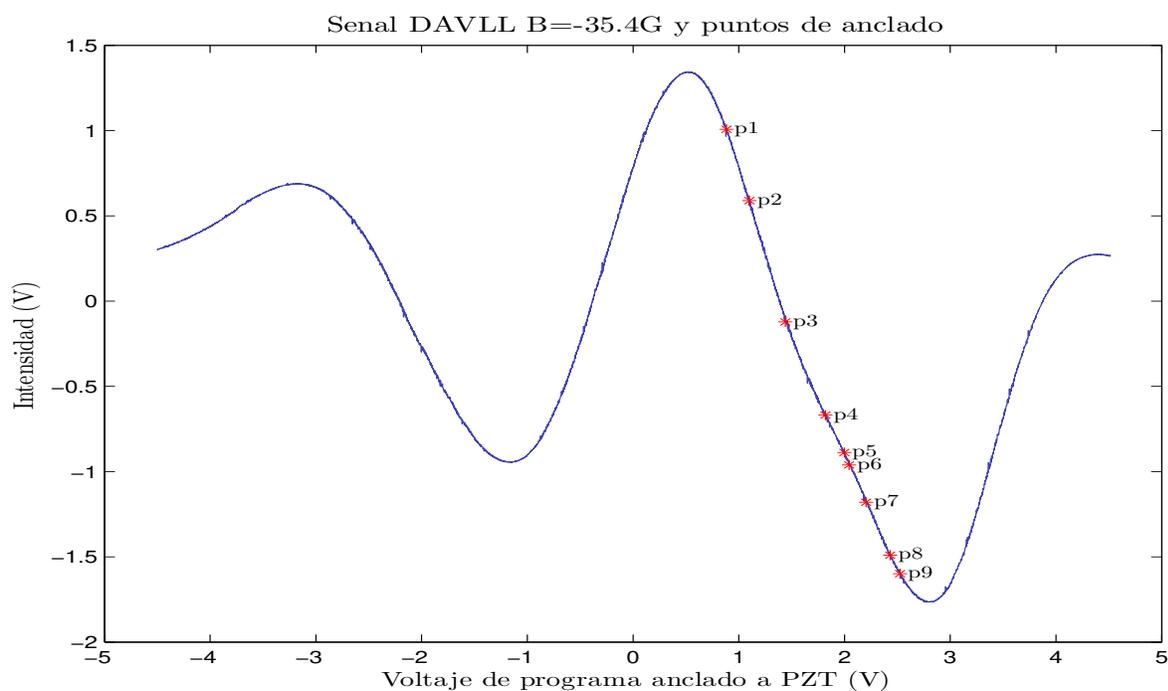


Figura 3.25: Puntos de anclado sobre la región de ^{85}Rb . La máxima intensidad de campo magnético presentada es de -35.4G .

En la figura 3.25 se muestra la curva DAVLL obtenida con una intensidad de campo magnético de -35.4G , el cual fue el máximo valor empleado debido a que para mayor corriente empleada se obtiene un campo magnético no uniforme y la temperatura dentro de la celda aumenta; el aumento de la temperatura en la celda causa un corrimiento de la sintonía a una mayor frecuencia y no es posible mantener el anclado por un lapso prolongado.

Se obtuvieron 9 puntos de anclado sobre la región correspondiente a ^{85}Rb , mientras que en la región sobre la curva correspondiente a ^{87}Rb para la misma intensidad de campo magnético se obtuvieron 8 puntos de anclado, los cuales se muestran en la figura 3.26.

Pto	Desintonía	Error	Valor esperado	Discrepancia
1	329.5	11.8	374.1	44.6
2	256.8	12.3	257.6	0.8
3	178.6	14.0	182.6	4.0
4	102.8	11.5	96.3	6.5
5	63.6	12.1	61.5	2.1
6	3.4	6.1	1.5	2.0
7	62.5	10.1	91.9	29.4
8	124.2	8.5	186.2	62.0

Tabla 3.4: Puntos correspondientes a figura 3.26. Datos en MHz.curva obtenida con campo de 35.4G; puntos de anclaje en región de ^{87}Rb .

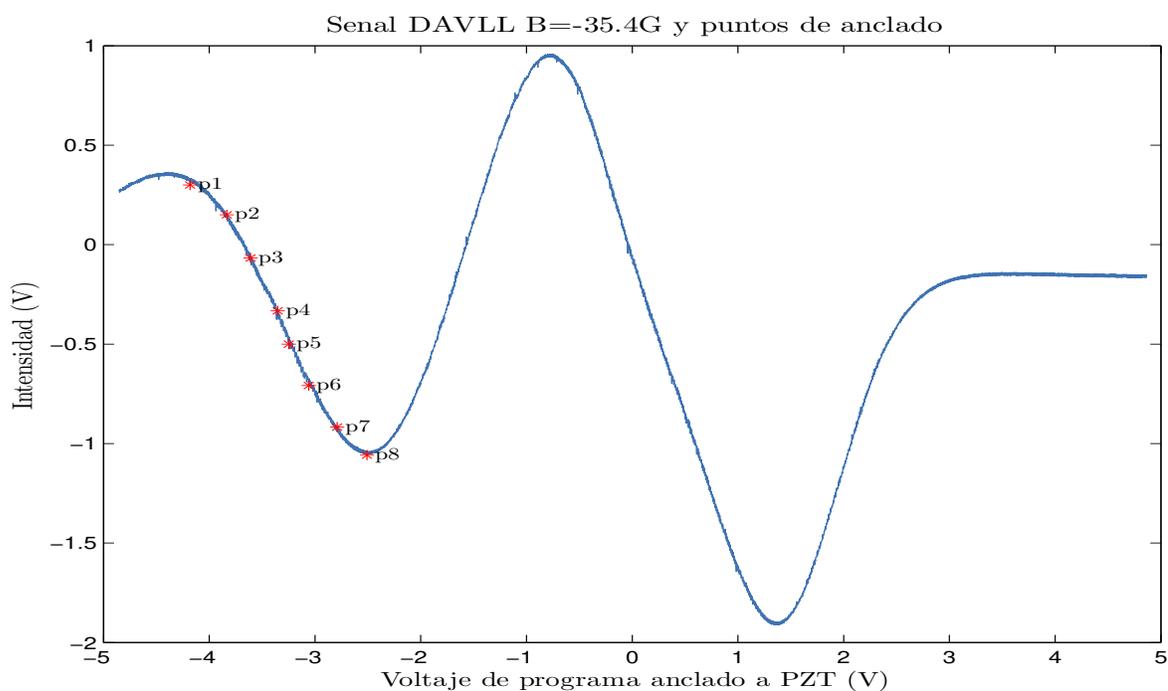


Figura 3.26: Puntos de anclaje sobre la curva DAVLL sobre la región correspondiente a ^{87}Rb .

En la figura 3.27 se muestran curvas obtenidas para una intensidad de campo magnético mayor a 34G. En éstas la distorsión de la curva se observa al aumentar el campo magnético. La temperatura del embobinado es mayor así como dentro de la celda; además de que para valores mayores a 35G el campo magnético no es uniforme en el eje de la celda, lo que causa un cambio en la sintonía de los pozos Doppler y las regiones de interés sobre la curva DAVLL se ven deformadas. Esta deformación dificulta el proceso de anclaje efectuado por el programa usado.

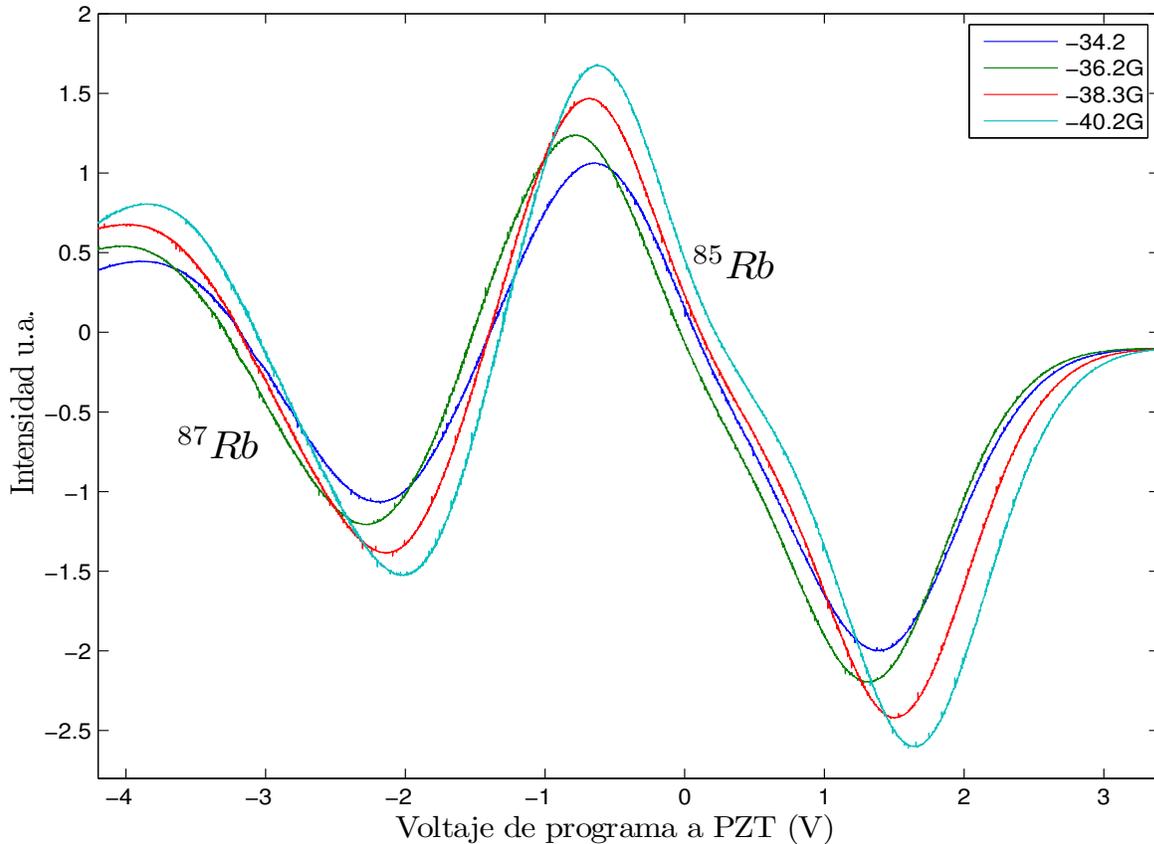


Figura 3.27: Curvas DAVLL con campo mayor a 34.2G. Se observa la deformación de la región en la que se pretende el anclado. Siendo ya no una recta la curva que más se ajuste, se evita esta intensidad de campo pues no resulta óptimo para las condiciones del programa en el que se lleva a cabo el anclado del láser.

Como ya se ha mencionado, la máxima intensidad de campo magnético empleado fue de $B = -35.4G$ debido a que al tener una corriente mayor en el embobinado de cobre sobre la celda, la temperatura en la celda aumenta significativamente y la frecuencia de sintonía para los pozos Doppler cambia. Una vez encendida la fuente para el embobinado, se estabiliza la corriente que pasa por ella así como la temperatura de la muestra. La figura 3.28 muestra el cambio de sintonía de la curva DAVLL una vez que se hubo obtenido el espectro de absorción. Las curvas mostradas fueron tomadas en distintos instantes con lapso de 2 minutos. El registro permite obtener el tiempo en el que se estabiliza la frecuencia del láser una vez que se hubo prendido la fuente de corriente para el embobinado.

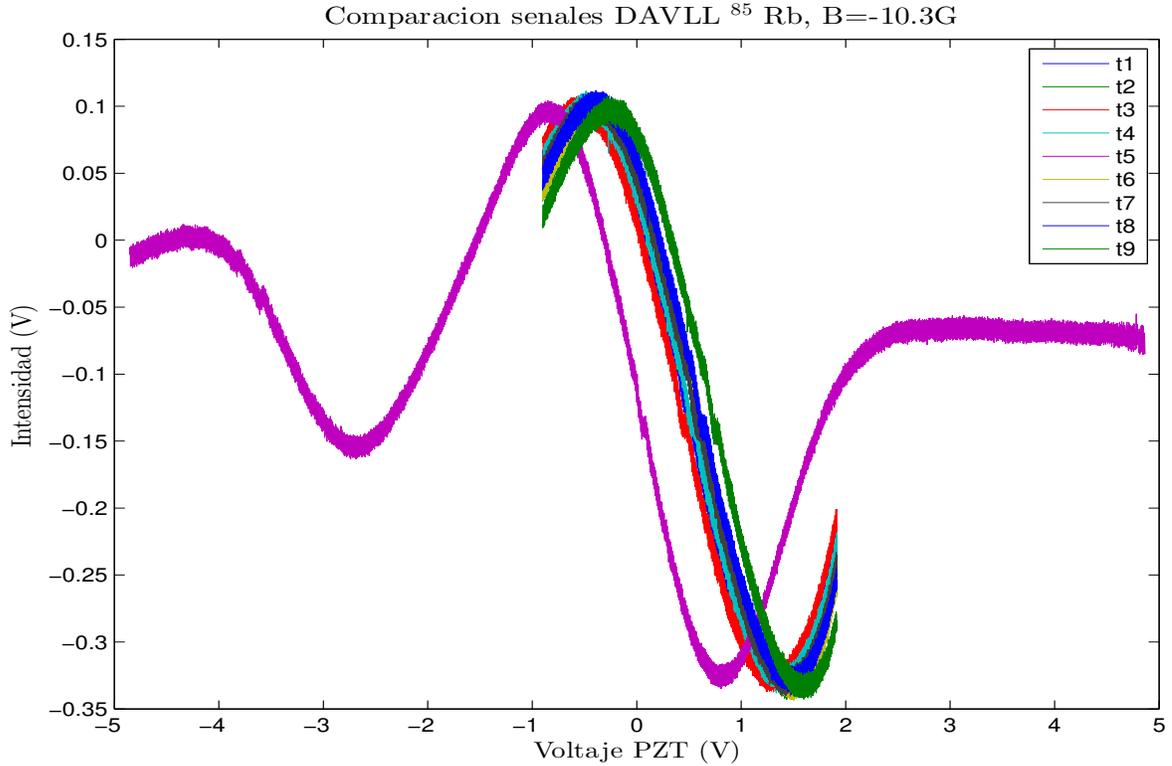


Figura 3.28: Curvas DAVLL obtenidas con un lapso de 2 minutos a partir de que se elige la corriente a pasar por el embobinado. Se observa un cambio en la sintonía de la curva con el tiempo. t_i muestra en orden cronológico los datos adquiridos.

La manera de observar la estabilidad de la curva de interés fue obtener la pendiente de las curvas tomadas en distintos instantes.

En la figura 3.29 se muestran curvas de dispersión DAVLL para un campo $B = -32.2G$ tomadas en distintos instantes, con un lapso de 3 minutos entre cada registro.

En la siguiente figura (3.29) se muestran los valores de las pendientes obtenidas de la curva DAVLL en diferentes instantes, tal pendiente corresponde a la región de ^{85}Rb . Los valores obtenidos muestran una tendencia a un valor estable al transcurrir el tiempo. Además de que la temperatura dentro de la celda se estabiliza, la corriente real en el embobinado tiene también un lapso para hallar estabilidad.

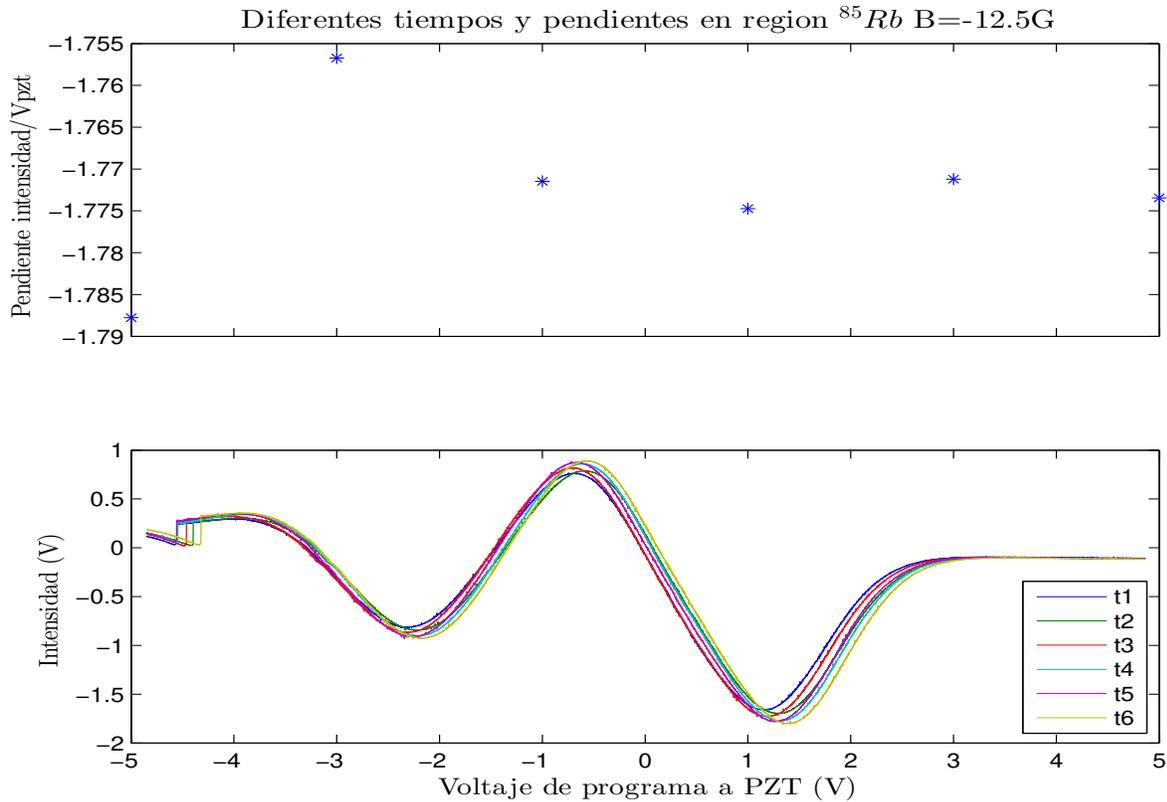


Figura 3.29: En el gráfico superior se muestra la pendiente de la curva DAVLL en la región de ^{85}Rb . Los puntos son mostrados de izquierda a derecha en orden cronológico. Entre cada toma hubo un lapso de 3 minutos.

Al cambiar la corriente sobre el embobinado, y con esto el campo magnético dentro de la celda, se obtuvieron muestras de la curva de dispersión DAVLL cada 3 minutos y obtener el tiempo mínimo para hallar estabilidad en las curvas deseadas.

En la figura 3.30 se muestra la señal de error generada durante el anclado, sobre la rampa de la figura 3.26, para el punto 2 mostrado en la tabla 3.4.

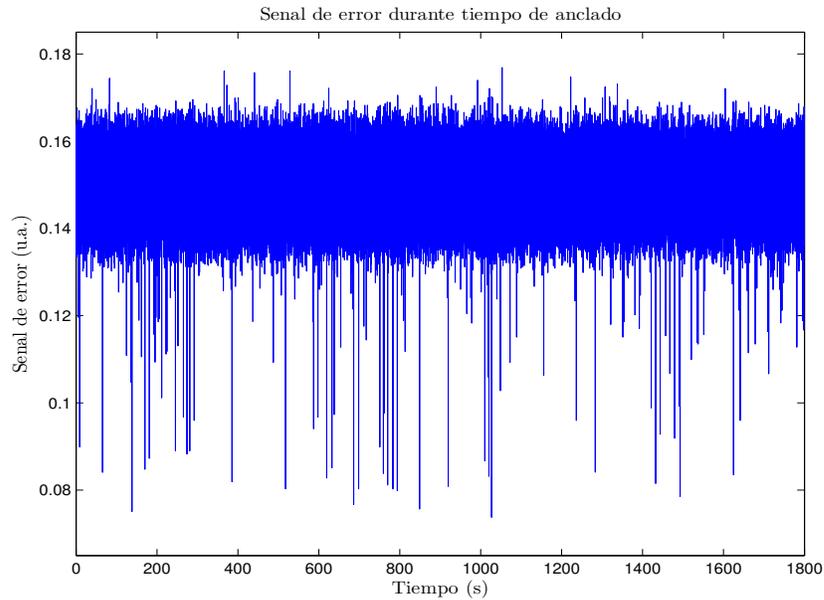


Figura 3.30: Señal de error en tiempo de anclaje correspondiente a Punto 2 de la tabla 3.4. El valor medio fue de 0.15, mientras que se obtuvo una desviación estándar de 0.01

En la figura 3.31 se presentan curvas DAVLL con diferentes intensidades de campo magnético. Al incrementar la intensidad de campo magnético la separación entre niveles energéticos es mayor y la diferencia de sintonía entre el espectro de absorción para los haces con polarización σ_+ y σ_- aumenta, teniendo como consecuencia curvas DAVLL con una mayor región de anclaje de interés.

Como valor mínimo se tuvo un campo de -5.0Gauss y como máximo -40.2Gauss .

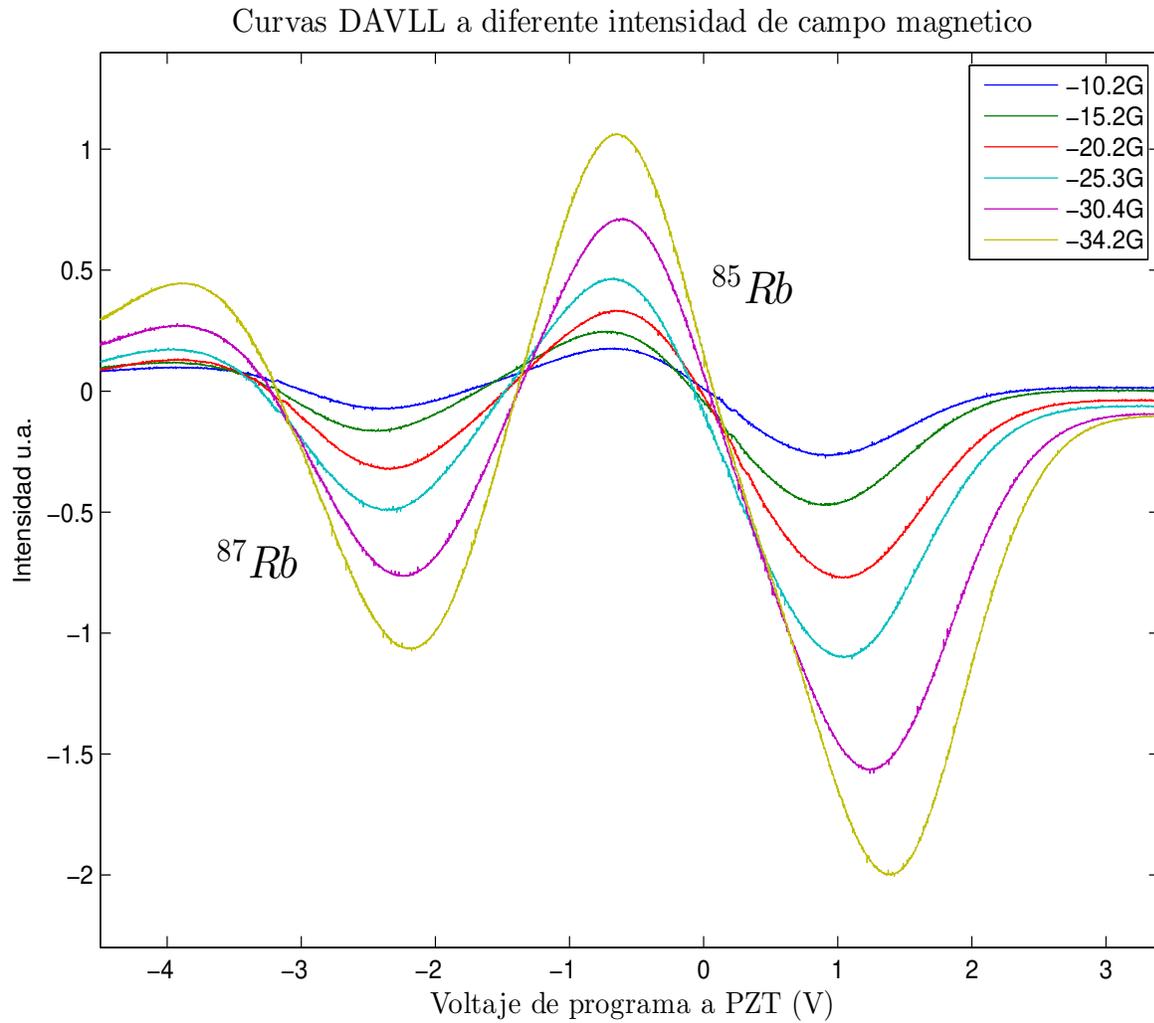


Figura 3.31: Curvas DAVLL con diferentes intensidades de campo magnético

La figura 3.32 muestra los valores de pendiente de la recta ajustada a la curva DAVLL en la región correspondiente a ^{85}Rb contra la intensidad de campo magnético correspondiente. De esta manera se observa el comportamiento de las curvas obtenidas al aumentar el campo magnético aplicado a la celda con la muestra.

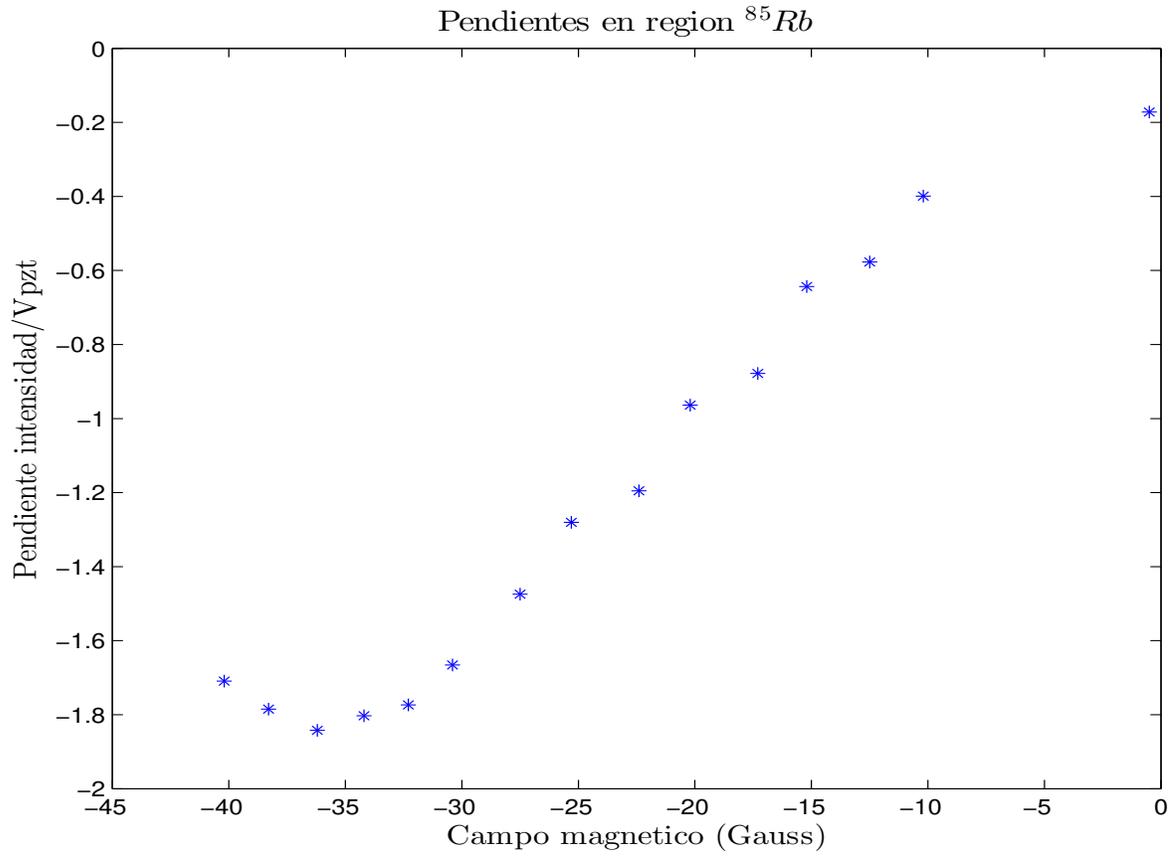


Figura 3.32: Pendiente de rectas ajustadas a región correspondiente a ^{85}Rb de la curva DAVLL en función de la intensidad de campo magnético aplicado.

Al aumentar la intensidad de campo magnético $|B|$ la pendiente de la recta ajustada se ve más pronunciada hasta un punto en el que el ajuste lineal no es óptimo, lo cual se observa a valores menores de -35G .

El aumento en la pendiente se debe a que para valores de campo $|B|$ mayores a 35G , la separación de los subniveles de F (m_F) se vuelve mayor que la separación entre los niveles hiperfinos para los estados excitados, lo cual se traduce en un cambio en el orden, en la energía, de los subniveles de F y por tanto los pozos Doppler se ven deformados y con esto, se distorsiona la curva DAVLL.

Capítulo 4

Conclusiones

4.1. Intervalos finales de anclado

A continuación se presenta información del intervalo en frecuencia en el cual fue posible mantener el láser anclado durante un lapso prolongado. Se presenta este dato para cada valor del campo magnético empleado y en las regiones de interés correspondientes a los isótopos de rubidio.

B(Gauss)	p_i (MHz)	p_f (MHz)	rango(MHz)	δf
-10.3	-1,446.652	-1,016.679	429.973	37.369
-15.2	-1,452.068	-1,035.277	416.791	21.019
-20.3	-1,461.901	-964.333	497.568	19.057
-25.1	-1,488.822	-956.788	532.034	21.599
-30.4	-1,535.413	-997.066	538.347	21.513
-35.4	-1,547.019	-1,000.529	546.490	22.157

Tabla 4.1: Intervalos correspondientes a puntos de anclado en región de ^{85}Rb .

B(Gauss)	p_i (MHz)	p_f (MHz)	rango(MHz)	δf
-10.3	-2,592.639	-2,270.329	322.310	19.348
-15.2	-2,649.582	-2,287.929	361.653	20.480
-20.2	-2,700.007	-2,241.492	458.515	16.763
-25.4	-2,699.963	-2,209.738	490.225	20.961
-30.5	-2,684.410	-2,230.569	453.841	13.245
-35.4	-2,743.082	-2,182.722	560.360	20.270

Tabla 4.2: Intervalos correspondientes a puntos en región de sintonía de ^{87}Rb .

En las tablas 4.1 y 4.2 se resumen los puntos extremos de anclado sobre la curva de dispersión DAVLL. La segunda columna representa el punto extremo izquierdo donde fue posible mantener la frecuencia del láser anclado, mientras que la columna 3 (p_f) representa el punto extremo izquierdo. En la columna cinco se muestra la incertidumbre

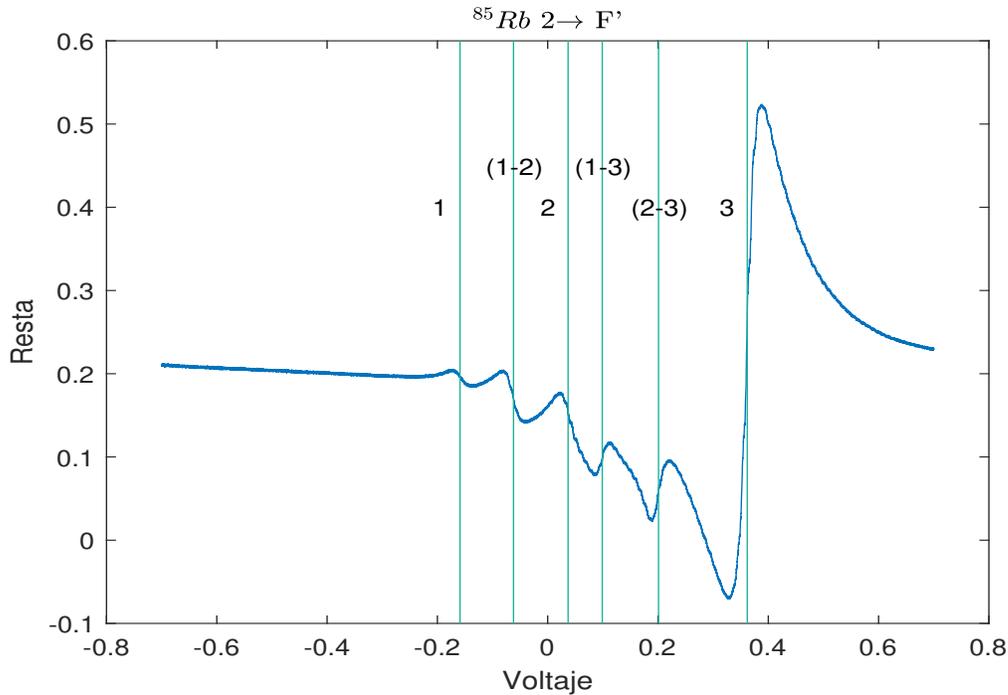


Figura 4.1: Espectro de polarización para región de ^{87}Rb

asociada a cada intervalo máximo de anclado de frecuencia (columna 4). Estos puntos se ubican en la región lineal de la curva de dispersión como se muestra en la figura 3.19 b).

4.2. Ventajas de la técnica DAVLL

En comparación con el uso del espectro de polarización como curva para fijar la frecuencia del láser, la técnica presentada en este trabajo proporciona un intervalo, dependiente del campo magnético, donde es posible anclar el láser sin preocuparse qué tan amplia es la región donde la curva de dispersión se mantiene lineal alrededor de la transición requerida.

Como ejemplo se muestra en la figura 4.1 el espectro de polarización con las transiciones de estructura hiperfina para ^{87}Rb , mientras que en la figura 4.2 se muestra la curva DAVLL junto con el espectro de absorción saturada que sirve para obtener la función de calibración para el piezoeléctrico. Se marcan también algunas transiciones para ^{87}Rb .

Tomando en cuenta el gráfico inferior de la figura 4.2, la línea azul corresponde a la resta de absorción saturada en ambas polarizaciones circulares. La curva verde es la señal DAVLL.

Se tiene también un intervalo de anclado mayor al de la señal por espectroscopía de polarización. En una señal de polarización se puede anclar en una región pequeña, mientras que en la curva DAVLL al aumentar el campo magnético se tiene un intervalo

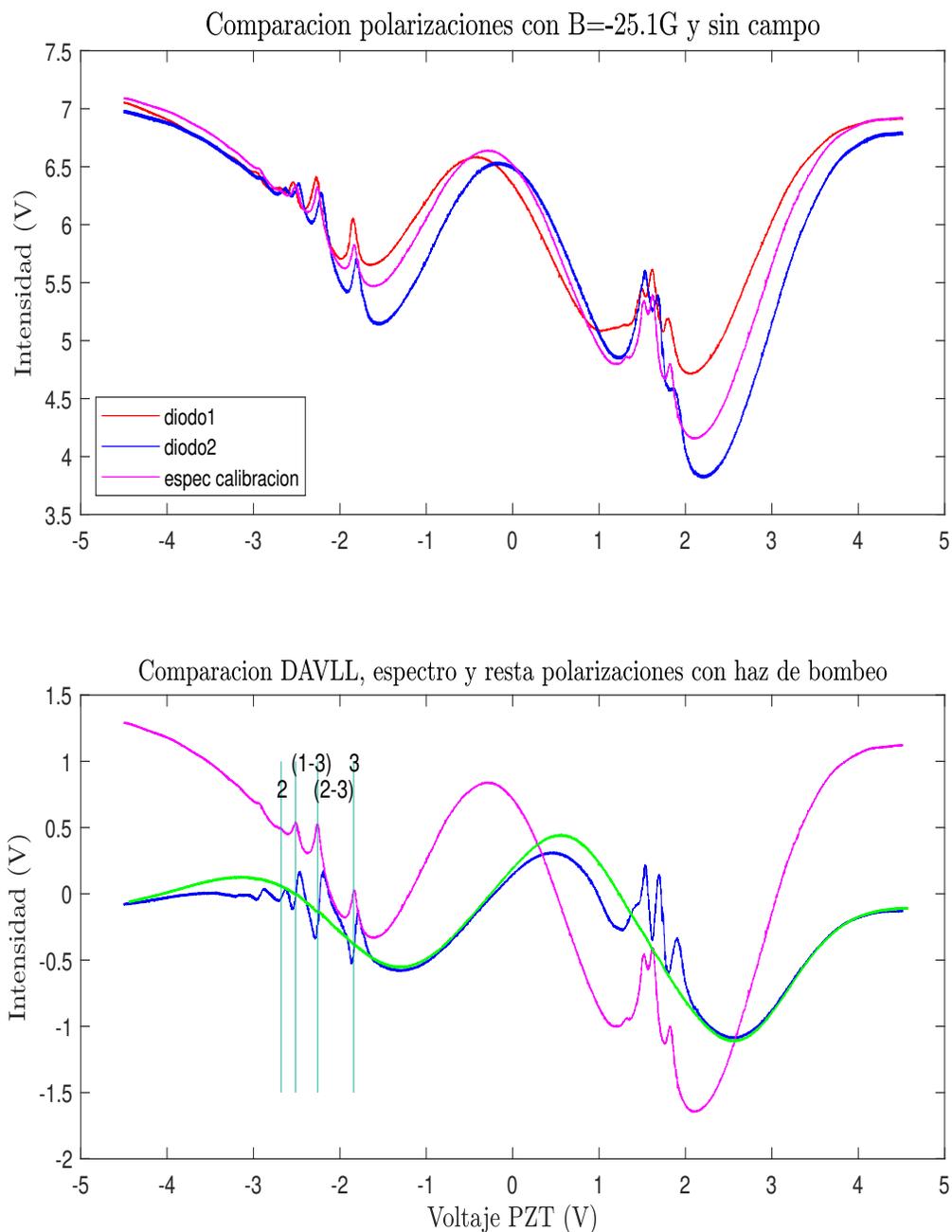


Figura 4.2: Comparación espectro de absorción saturada, polarización y línea DAVLL. En la gráfica inferior se marcan con líneas verticales algunas transiciones hiperfinas para ^{87}Rb . La línea magenta representa el espectro de absorción saturada de donde se obtiene una función de calibración. La línea azul es la resta de absorción saturada de ambas polarizaciones.

mayor y una curva de de dispersión lineal donde interesa el anclado.

Asimismo, el anclado sobre la curva DAVLL proporciona mayor estabilidad, es decir, el tiempo de anclado puede ser mayor que usando una señal de polarización, asumiendo el uso de la misma electrónica de anclado.

La estabilidad mencionada puede queda mostrada al hacer uso sólo de la parte proporcional en el PID como se mostró en la ecuación 3.20.

Se logra un amplio intervalo de frecuencia en el cual es posible mantener el láser anclado, con un intervalo máximo de $546.49 \pm 22.16\text{MHz}$ centrado en -1273.744MHz en la región de ^{85}Rb , mientras que para la región de ^{87}Rb se obtuvo un intervalo máximo de anclado de $560.36 \pm 20.27\text{MHz}$.

Se hace notorio que para una intensidad de campo magnético aplicado mayor a 34G la rampa en la curva de dispersión DAVLL resultante deja de ser lineal.

Es conveniente tener una curva de calibración de frecuencia en función del voltaje al piezoeléctrico al hacer batimiento de dos haces y obtener el valor de la desintonía. El embobinado de cobre produce un calentamiento que debe ser considerado para tener una situación de equilibrio en el gas de rubidio el cual se logra después de 40min.

Bibliografía

- [1] ALONSO MARCELO, VALK HENRY. *Mecánica Cuántica, Fundamentos y Aplicaciones*. 1a Edición, Ediciones Universidad de Salamanca, España 2009.
- [2] COLTHUP NORMAN B., DALY LAWRENCE H., WIBERLEY STEPHEN E. *Introduction fo Infrared and Raman Spectroscopy*. Academic Press, Inc. Third Edition. U.S.A. 1990.
- [3] CONTRERAS G. LUCÍA C. *Espectroscopía por resonancia magnética láser de átomos ligeros*. Tesis para obtener el título de Físico. Director de tesis: Dr. Jesús Flores Mijangos. México: Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, Agosto 2012.
- [4] CORNEY ALAN. *Atomic and Laser Spectroscopy*, Claredon Press, Oxford University Press, New York 1997.
- [5] COUGHLIN ROBERT F., DRISCOLL FREDERICK F. *Amplificadores Operacionales y Circuitos Integrados Lineales*. Prentice-Hall Hispanoamericana, S.A. México-Englewood Cliffs. Edición en Español de 4a edición.
- [6] DE LA PEÑA LUIS. *Introducción a la mecánica cuántica*, 3ª Edición, Universidad Nacional Autónoma de México, Fondo de Cultura Económica, México 2006.
- [7] DEMTRÖDER WOLFGANG. *Laser Spectroscopy, Basic Concepts and Instrumentation*, 2nd Edition, Springer-Verlag. Berlin 1996.
- [8] JAIN VIMAL KUMAR. *Introduction to Atomic and Molecular Spectroscopy*, 1st Edition, Alpha Science International Ltd. India 2007.
- [9] FINK DONALD G., BEATY H. WAYNE, CARROLL JOHN M. *Manual práctico de electricidad, Tomo1*. Editorial Reverté, S.A. España, 1981.
- [10] FOOT C. J. *Atomic Physics*. Oxford University Press, New York (2005).
- [11] HECHT EUGENE. *Optics*, 4th Edition, Addison Wesley, USA 2002.
- [12] KRISTAN L. CORWIN, ZHENG-TIAN LU, CARTER F. HAND, RYAN J. EPSTEIN. and CARL E. WIEMAN. *APPLIED OPTICS, Vol.35, No.15*, 20 May 1998.
- [13] MASON W. ROY. *Magnetic Circular Dichroism Spectroscopy*, John Wiley & Sons, Inc., USA 2007.

- [14] MOJICA C. CRISTIAN A. *Control digital de los láseres y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica*. Tesis para obtener el título de Maestro en Ciencias Físicas. Director de tesis: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán. México: Posgrado en Ciencias Físicas, Universidad Nacional Autónoma de México, Febrero 2011.
- [15] National Institute of Standards and Technology. Atomic Data for Rubidium. [URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/rubidiumtable1.htm>]
- [16] T.PETELSKI, M. FATTORI, G. LAMPORESI, J. STUHLER and G.M. TINO, *Eur. Phys. J.D 22*, 279283 (2003)
- [17] REYES, A. *Espectroscopía de polarización en vapor de rubidio utilizadndo un diodo láser con cavidad extendida*. Tesis para obtener el título de Físico. Director de tesis: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán. México: Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 2008.
- [18] STECK, DANIEL A. *Rubidium 87 D Line Data*. (revision 2.1.5, 13 January 2015). [URL: <http://steck.us/alkalidata>]