

# Espectroscopia láser sobre $^{85}\text{Rb}$ y $^{87}\text{Rb}$ y locking del láser

Luciana Andrea Rosellini<sup>\*</sup>, Juan Octavio Castro<sup>\*\*</sup>

Javier Tau Anzoátegui<sup>\*\*\*</sup>

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (UBA)

Laboratorio 5 - Cátedra Grinblat

## Resumen

Se estudió el perfil de absorción del  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  en la transición  $D_1$  hallándose dos picos para cada isótopo correspondientes a parte de su estructura hiperfina. Al aumentar la temperatura  $T$  del gas se observó un aumento en el ancho y la absorción además de un corrimiento en la frecuencia. No se pudo verificar la relación  $\sqrt{T}$  del ensanchamiento Doppler. Se analizó la absorción al agregar un campo magnético débil  $B$  obteniéndose ocho picos de absorción debido al efecto Zeeman. Por último se intentó lockear la frecuencia del láser utilizando una señal DAVS como error, pero no se hallaron los parámetros PID óptimos para lograrlo.

## 1 MARCO TEÓRICO

---

### 1.1 ESPECTROSCOPIA LÁSER

---

La espectroscopia láser es un estudio que permite identificar un material mediante la excitación de sus átomos con un láser. Los átomos de cada elemento sólo absorben o emiten en algunas longitudes de onda  $\lambda$  específicas que componen el espectro de absorción.

Esta discretización del espectro de absorción se debe a la cuantización de la energía. Según la ecuación de Schrödinger [1] los estados de energía de los átomos están discretizados y separados por una cantidad de energía determinada por  $\hbar\nu$ ; siendo  $\nu$  la frecuencia del fotón absorbido para pasar de un estado al otro. Además, los niveles de energía están divididos según la estructura fina e hiperfina.

---

<sup>\*</sup>[lucianarosellini98@gmail.com](mailto:lucianarosellini98@gmail.com)

<sup>\*\*</sup>[joctavio287@gmail.com](mailto:joctavio287@gmail.com)

<sup>\*\*\*</sup>[javitau459@gmail.com](mailto:javitau459@gmail.com)

Hay que tener en cuenta que en realidad el espectro de absorción no está compuesto de líneas estrictamente monocromáticas sino de distribuciones Lorentzianas cuyos picos corresponden con las frecuencias  $\nu_i$ . Este ensanchamiento natural de los niveles de energía se debe a una indeterminación propia del principio de incertidumbre de Heisenberg  $\delta E = \frac{\hbar}{\tau}$  [1], donde  $\tau$  es el tiempo de decaimiento espontáneo y  $E$  la energía. El ancho de la campana tomado entre las dos frecuencias que alcanzan la mitad de la altura máxima (FWHM) es de la forma [1]:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (1)$$

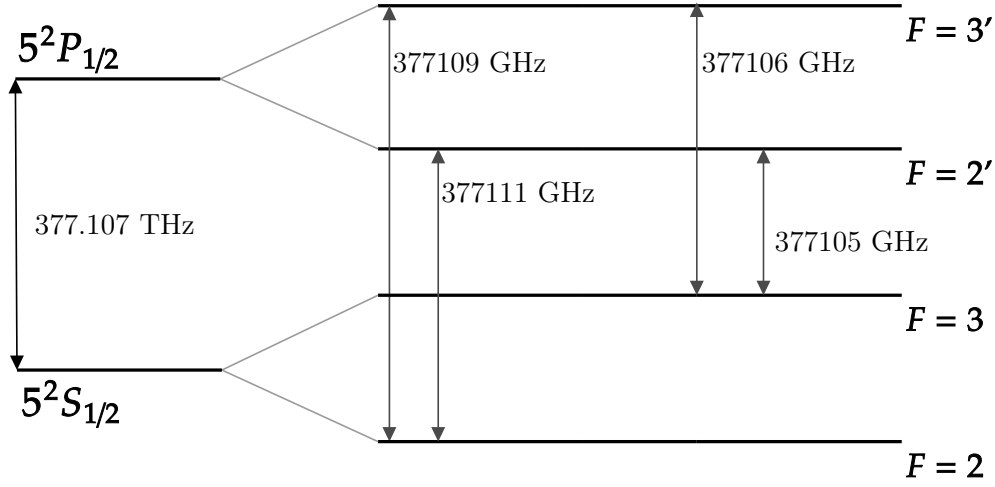
Además hay varios mecanismos por los cuales pueden ensancharse los picos de absorción, como lo son el ensanchamiento Doppler y el ensanchamiento por colisión.

El ensanchamiento Doppler es debido a que el átomo se está moviendo, lo que causa que un observador perciba una frecuencia  $w$  distinta a la que emite el átomo. Esta modificación ensancha los picos de absorción produciendo una distribución Gaussiana. Este ensanchamiento crece proporcionalmente con  $\omega_0$  y con la raíz cuadrada de la temperatura ( $\sqrt{T}$ ) mientras que decrece al aumentar la masa del átomo. Hay que notar que el efecto Doppler produce ensanchamientos varios órdenes de magnitud mayores que el ensanchamiento natural.

El ensanchamiento por colisiones es debido a la interacción entre átomos y produce no sólo el aumento del ancho de los picos sino que también corre las frecuencias  $\omega_0$ . Este efecto también crece al aumentar la presión y la temperatura aunque es menor que el ensanchamiento Doppler.

## 1.2 RUBIDIO

En cuanto a la estructura del Rubidio, es un elemento que tiene dos isótopos  $^{87}\text{Rb}$  (con una abundancia del 28 % [2]) y el  $^{85}\text{Rb}$  (con una abundancia del 72 % [2]). La estructura fina e hiperfina de la transición del  $^{85}\text{Rb}$  a estudiar ( $D_1$ ) se puede ver en la Figura 1:



**Figura 1:** Estructura fina e hiperfina de la transición  $D_1$  del  $^{85}\text{Rb}$  con las longitudes de onda para cada transición.[3].

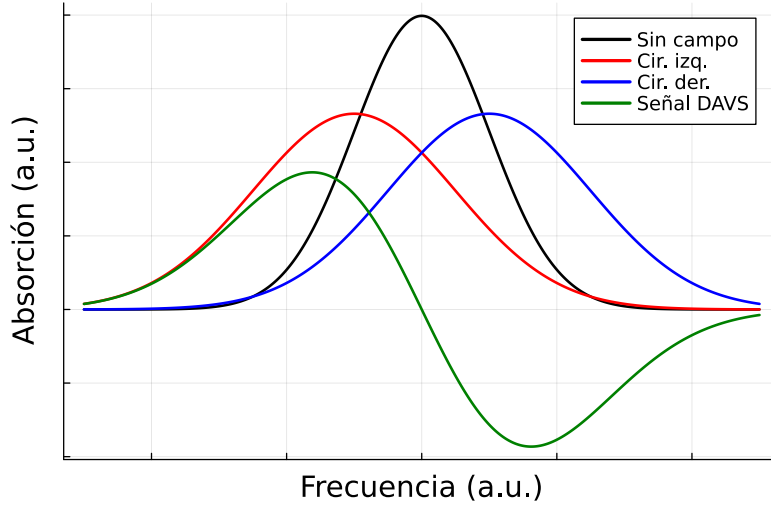
Los valores de las transiciones tanto para el  $^{85}\text{Rb}$  como para el  $^{87}\text{Rb}$  se encuentran en la Sección 6.

Para poder distinguir todas las campanas de absorción correspondientes a una misma línea se requieren altas resoluciones ya que la separación entre algunos de estos picos se dan a frecuencias muy cercanas en comparación a los saltos entre distintas líneas.

El rubidio es un átomo alcalino de un electrón de valencia (similar al hidrógeno) pero cuya frecuencia de transición del estado fundamental al primer estado excitado se encuentra en general en la parte visible o infrarrojo cercano del espectro óptico. Esto permite que la espectroscopia pueda realizarse con láseres relativamente baratos y fiables disponibles comercialmente.

### 1.3 EFECTO ZEEMAN

Al aplicar un campo magnético débil  $B$  paralelo al haz del láser se abre la degeneración de la energía según el momento orbital magnético  $l$  en  $2l + 1$  estados equidistantes; este fenómeno se conoce como efecto Zeeman. La diferencia de energía entre los subniveles es proporcional al campo magnético e inversamente proporcional a la masa del electrón. Estas proyecciones  $2l + 1$  se corresponden con distintas transiciones según la polarización, lo que permite descomponer un haz linealmente polarizado que se propaga paralelo al campo en sus componentes de polarización circular izquierda y derecha (de ahora en más  $\sigma_-$  y  $\sigma^+$ , respectivamente). Estas características permiten que se pueda restar las señales de ambas polarizaciones obteniendo una señal DAVS [4] como se ve en la Figura 2.



**Figura 2:** Representación teórica de como sucede la absorción para los distintos casos

Generalmente esta señal DAVS se utiliza como medio para fijar la frecuencia de absorción única de un láser evitando corrimientos que aparecen a lo largo del tiempo debido a la temperatura, la corriente y variaciones mecánicas [4].

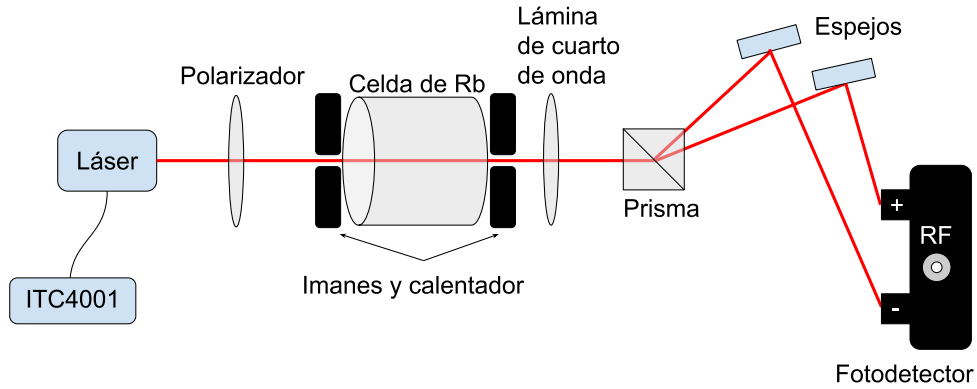
#### 1.4 OBJETIVOS GENERALES

Se buscó estudiar los picos de absorción de los isótopos de Rubidio  $^{87}\text{Rb}$  y  $^{85}\text{Rb}$  sin imán para observar parte de su estructura fina e hiperfina. En especial se analizó si existía una variación en su ancho, alto y posición al modificar la temperatura y si estos cambios eran consistentes con el marco teórico.

Se observó la modificación de los picos de absorción al agregar un campo magnético débil  $B$  para poder observar el efecto Zeeman y luego se intentó usar esa señal para fijar (o lockear) la frecuencia de emisión de un láser.

## 2 DESARROLLO EXPERIMENTAL

En todas las experiencias realizadas se utilizó un arreglo experimental similar al que se observa en la Figura 3, con diferencias puntuales que se detallaran en cada caso. También cabe aclarar que casi todos los elementos utilizados forman parte de un Kit de espectroscopia de vapor atómico dicróico (DAVS por sus siglas en inglés) distribuido por Thorlabs [5].



**Figura 3:** Disposición experimental que se utilizó en la mayoría de las experiencias

En primer lugar al láser VCSEL se lo controló a través de un Controlador TEC/diodo láser de banco ITC4001 de Thorlabs [6], este controlador permitía modificar tanto la corriente que era enviada al láser y la temperatura del mismo. En particular el láser utilizado tenía una limitación en corriente de 2mA.

El láser incidía sobre un polarizador de calcita Glan-Laser para asegurarse de tener una polarización lineal. Luego el haz pasaba por una celda con vapor de Rubidio. Alrededor de la celda se ubicaron imanes que podían ser retirados para generar un campo magnético externo y también unos calentadores que servían para variar la temperatura de la celda. Los calentadores estaban conectados a un Controlador de temperatura TC300 de Thorlabs [7], este permitía mantener la temperatura de la celda en un valor deseado a través de un PID configurable. Después de salir de la celda de vapor y el ensamblaje del imán, la luz consistía en dos polarizaciones circulares que giraban en sentido contrario. Una lámina de cuarto de onda de orden cero se encargaba de convertir las polarizaciones circulares en polarizaciones lineales ortogonales. Estas polarizaciones lineales luego son divididas por un prisma Wollaston en un ángulo de  $20^\circ$ . A la salida del prisma un par de espejos fueron colocados de tal forma que cada haz llegara a una de las entradas del fotodetector balanceado PDB210A de Thorlabs [8]. Este fotodetector permitió medir tanto los dos haces por separado, lo cual fue útil para la calibración, como medir la diferencia entre los haces amplificada que resultaba en la señal DAVS que se utilizó para lockear la frecuencia del láser entre otras cosas.

## 2.1 CARACTERIZACIÓN DEL LÁSER

Para caracterizar el láser se colocó un fotodiodo justo después de la celda de vapor de Rubidio y antes de la lámina de onda, este se conectó a un osciloscopio para medir la señal. Luego se varió la intensidad de corriente del láser con el objetivo de utilizar una corriente que no saturara el fotodiodo. Cabe destacar que la corriente fue seteada de manera manual de a saltos de 0,1 mA, que

era la precisión mínima que presentaba el controlador láser. Después se fijó la corriente en 1,2 mA y se varió la temperatura del láser. De esta manera se pudieron observar los picos de absorción ya que se podía variar la temperatura del láser de manera más precisa, con un salto mínimo de 0,001 °C, y por lo tanto la frecuencia del láser se podía variar más precisamente. Todo esto se realizó a modo de primer acercamiento al instrumental utilizado, no tuvo gran relevancia en el experimento ya que luego se dejó la temperatura del láser fija y se moduló la señal del láser externamente con un generador de funciones.

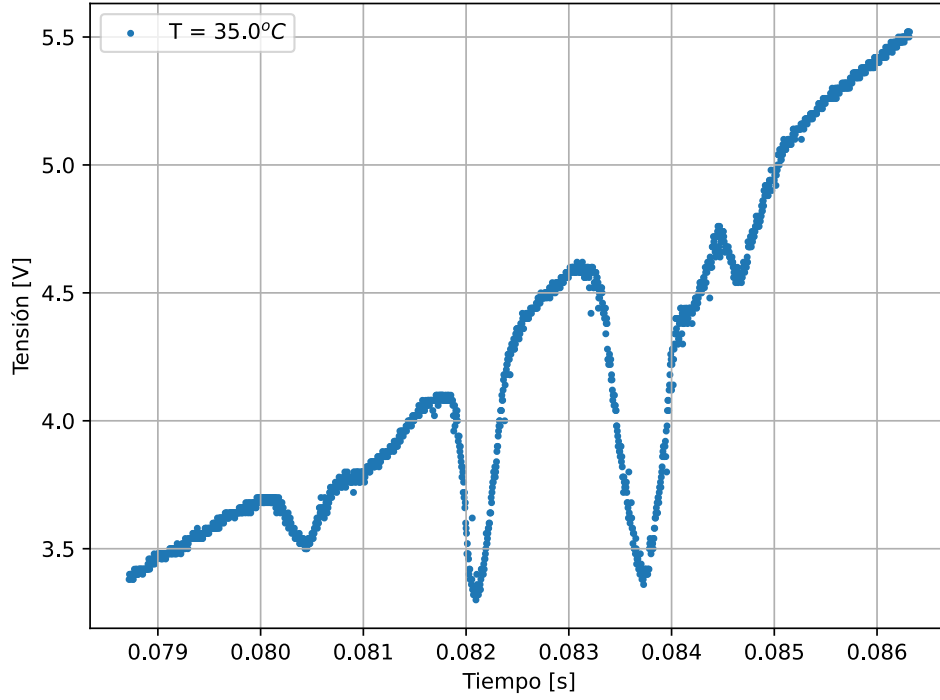
## 2.2 PICOS DE ABSORCIÓN DEL RB

---

Una vez que se hicieron las caracterizaciones de los elementos utilizados, se procedió a variar la corriente del láser a pasos mucho más finos modulando la señal del mismo. En este caso se dejó fija la temperatura del láser en un valor seteado de 24,127 °C. El controlador láser contaba con una función de modulación interna pero se optó por modular externamente con una señal triangular de 20 Hz y 20 mVpp mediante un generador de funciones. El mismo manual del controlador especifica como se realiza la conversión del voltaje de la señal moduladora a la corriente enviada al láser. Los valores de la moduladora fueron elegidos de tal forma que si se fija la corriente en 0,9 mA, luego cuando se prende la moduladora la corriente oscila entre 0 y 1,9 mA. Previo a comenzar las mediciones con la señal modulada, se quitó el fotodiodo utilizado en la sección 2.1, y se calibraron todos los elementos como se ve diagramado en la Figura 3.

El fotodetector utilizado para todas las siguientes mediciones tenía tres salidas, una para cada haz incidente (MONITOR + y -) y una tercera salida que realizaba la diferencia entre las anteriores y las amplificaba (RF OUTPUT). Las dos primeras fueron utilizadas únicamente para calibrar los espejos, y se realizaron las mediciones obtenidas de la salida RF.

Entonces se conectó la salida RF al osciloscopio y se utilizó como trigger externo a la señal TTL del generador de funciones, además para cada medición se guardó la señal triangular moduladora para tener una correspondencia entre los datos del fotodiodo con la corriente del láser. Un ejemplo de las mediciones realizadas se puede observar en la Figura 4, en este caso no estaban colocados los imanes alrededor de la celda y además se tapó uno de los haces para que no se cancelaran las señales al no estar presente el efecto Zeeman.



**Figura 4:** Picos de absorción del Rb al modular con señal triangular.

Esto mismo se podría haber medido con alguna de las salidas individuales de cada haz, pero para aprovechar la amplificación de la salida RF se prefirió utilizar esta salida pero tapando uno de los haces.

Una parte importante de la calibración fue girar la lámina de onda de forma tal que la señal RF se anule para cuando se tenía la corriente del láser fija, esto se realizó fuera de la frecuencia de absorción para tener una máxima intensidad. Esto permite que cuando se obtenga la señal DAVS, esta no presente una tendencia lineal debido a la rampa de la moduladora como se observa en la Figura 4.

### 2.3 VARIACIÓN DE LA TEMPERATURA

Con el setup dispuesto como se detalló en la sección 2.2, se procedió a realizar mediciones cambiando la temperatura de la celda de vapor de Rubidio utilizando tanto los calentadores como su controlador. Para cada variación de la temperatura se registraron los datos tanto para los casos con el campo externo como cuando no estaba presente. Como se mencionó anteriormente, las mediciones sin los imanes se realizaban tapando uno de los dos haces.

## 2.4 LOCKEO DE LA SEÑAL DEL LÁSER CON PID

---

Una gran utilidad de medir los picos de absorción de la celda de vapor es utilizar esa señal en un lazo de control<sup>1</sup> y de esa manera lockear el láser en una frecuencia. Para esto se reemplazó tanto el generador de funciones como el osciloscopio por una red Pitaya. La red Pitaya se encargó tanto de enviar la señal moduladora al controlador láser y como de recibir la señal DAVS captada por el fotodetector. La ventaja que presentaba la red Pitaya frente al generador de funciones y al osciloscopio era la rapidez en la que tanto recibía como enviaba señales<sup>2</sup>, esto resulta muy importante para implementar un lazo de control PID. Otra ventaja en nuestro caso fue que utilizamos una aplicación desarrollada por Marcelo Luda llamada Lock-in+PID [9] que justamente está diseñada para lockear señales de láseres.

La señal moduladora fue seteada en 77,14 Hz y 78 mVpp, como no podíamos disminuir mucho más la amplitud pico a pico, debido a que la red Pitaya mandaba una señal deformada a menores amplitudes, y esta amplitud era muy grande para modular entonces se utilizaron dos atenuadores de  $-10$  dB entre la salida de la red Pitaya y el controlador láser. La metodología que se siguió para lockear la señal fue utilizar el primer pico de absorción como setpoint y luego fuimos variando las constantes P, I e D para analizar como era la respuesta del sistema.

## 3 RESULTADOS

---

### 3.1 FRECUENCIAS DE ABSORCIÓN

---

Como se indica en la Sección 2.2, para controlar la frecuencia de emisión del láser se fijó su temperatura en  $(24,127 \pm 0,001)$  °C y se moduló la intensidad de corriente con una función triangular de 20 Hz (0,9 mA de offset y 1 mA de amplitud). Luego de esto, se realizó un ajuste para quitar la componente lineal generada por la modulación triangular. El resultado se puede contrastar entre las Figuras 4 y 5<sup>3</sup>.

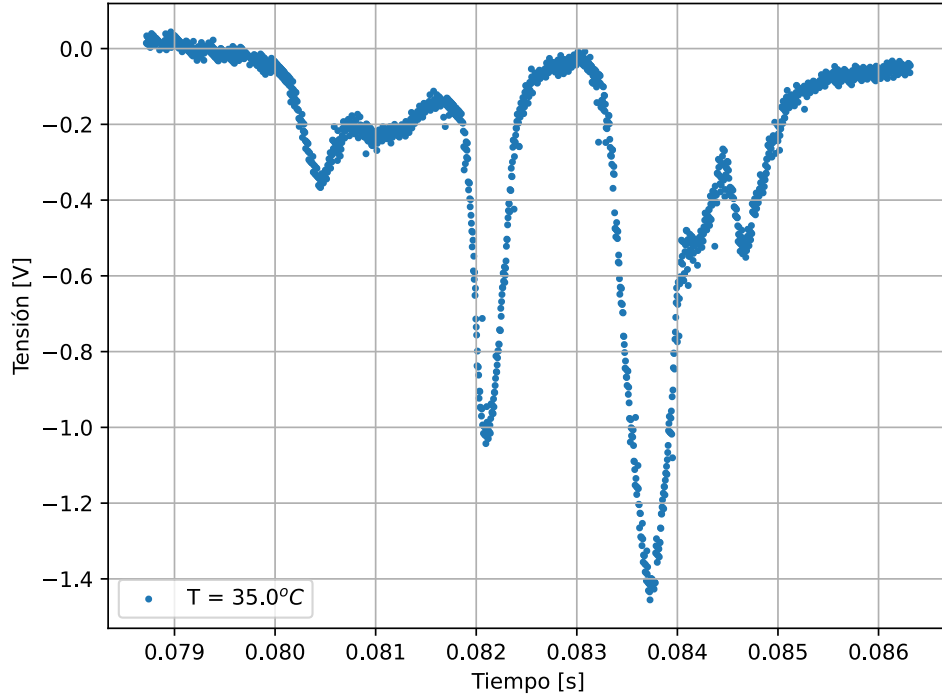
---

<sup>1</sup>Un lazo de control es un sistema retroalimentado en el cual uno tiene una variable que quiere fijar (set-point), en nuestro caso la frecuencia del láser, una señal que se mide, en nuestro caso la salida RF del fotodiodo, y un parámetro del sistema que se puede modificar, en nuestro caso la corriente del láser. Entonces el lazo de control sigue una cierta metodología para llegar al valor deseado. En particular un lazo de control PID sigue una metodología en la cual se define como el error a la diferencia entre el set-point y la señal medida, y a la señal medida se le suman tres términos: uno proporcional al error (P), otro con el error integrado en el tiempo (I) y un último con la derivada del error (D).

<sup>2</sup>Esto realmente no es una limitación del generador o del osciloscopio sino del método utilizado para controlar computacionalmente estos instrumentos, en ambos casos se utilizaba PyVisa de Python.

<sup>3</sup>Ninguna de las señales presentadas en este informe tienen errores, debido a que se valora su carácter cualitativo y no se pretende hacer algun ajuste con ellos.

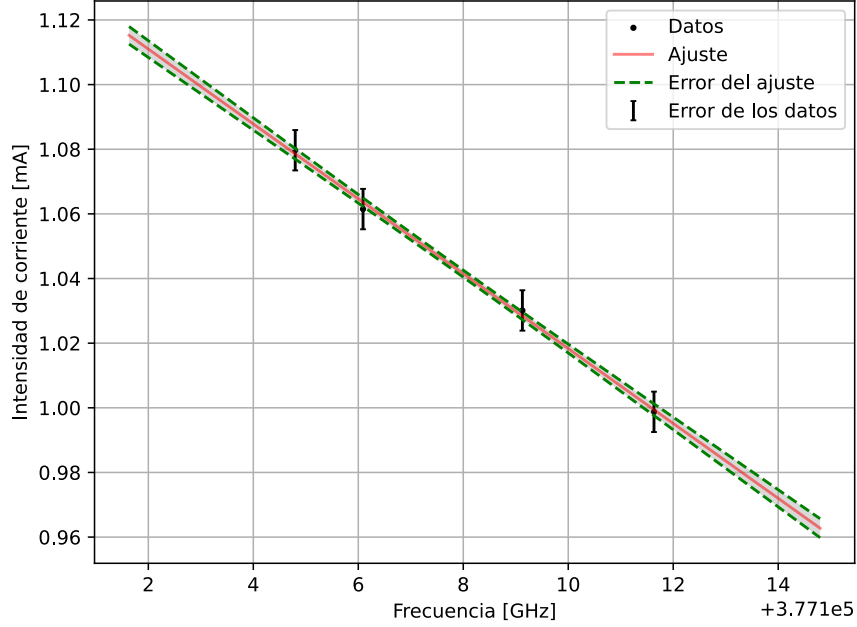




**Figura 5:** Campanas de absorción del Rb a  $(35,0 \pm 0,1) ^\circ\text{C}$ . A los datos de la Figura 4 se le restó la componente lineal de la modulación.

En esta última Figura (5) se pueden observar las campanas de absorción asociadas a las transiciones  $D_1$  del  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$ . Acorde a lo discutido en la Sección 1.2, para discernir las campanas de los pares de transición ( $2 \rightarrow 2'$ ,  $2 \rightarrow 3'$ ) y ( $3 \rightarrow 2'$ ,  $3 \rightarrow 3'$ ) se requieren altas resoluciones. Esto se podría lograr con variaciones temporales en corriente más bajas y un osciloscopio de mayor resolución (por ejemplo, 14 bits). En el caso de estudio se asume que la resolución no es suficiente y por eso las campanas de absorción con frecuencias cercanas (pares detallados anteriormente) se superponen entre sí. De esta forma, lo que se ve en la imagen son dos absorciones para cada especie de Rb. Las frecuencias asignadas a cada campana se corresponden con el promedio de cada par.

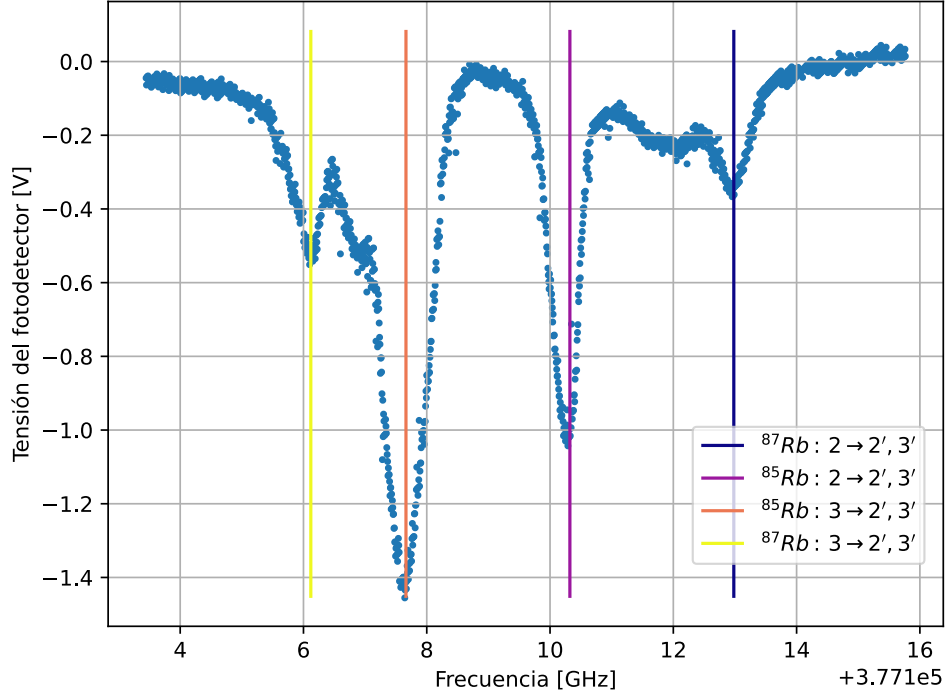
Para distinguir los picos de absorción entre sí, lo primero que se hizo fue notar que aquellos más prominentes (los del medio) se corresponden con  $^{85}\text{Rb}$  ya que su abundancia natural es considerablemente mayor [2]. Por lo tanto, los picos de los extremos se corresponden con el par del  $^{87}\text{Rb}$ . Luego, en la Figura 4, se graficó el promedio de las frecuencias de cada par en orden creciente (tabuladas en [3] y [10]) contra la corriente con la cual se alimentaba el controlador láser en cada pico. Se observó que la relación era decreciente lo cual permitió determinar el orden entre las frecuencias de cada especie y así discernir todos los picos.



**Figura 6:** Intensidad de corriente en los picos de absorción de Rb a  $(35,0 \pm 0,1)$  °C contra frecuencia. El coeficiente de correlación lineal de los datos es  $-0,997$  y el  $R^2 = 0,997$ . La ordenada del ajuste es  $(4369 \pm 150)$  mA y la pendiente,  $(-0,0150 \pm 0,0004)$  mA/GHz.

Se determinó una forma funcional entre las frecuencias y la corriente con el fin de encontrar una transformación que permitiese ver la absorción en función de la frecuencia. Para ello, se calculó el coeficiente de correlación lineal de los datos ( $-0,997$ ) y se constató visualmente que había una dependencia lineal entre dichas cantidades por lo que se procedió a hacer un ajuste lineal que se detalla en la misma figura. Para la medición a  $(35,0 \pm 0,1)$  °C, la ordenada del ajuste es  $(4369 \pm 150)$  mA y la pendiente,  $(-0,0150 \pm 0,0004)$  mA/GHz.

Habiendo determinado la transformación, se graficó la tensión en función de la frecuencia del láser. El resultado se puede apreciar en la Figura 7. Allí mismo se detallan las frecuencias de absorción de cada transición.

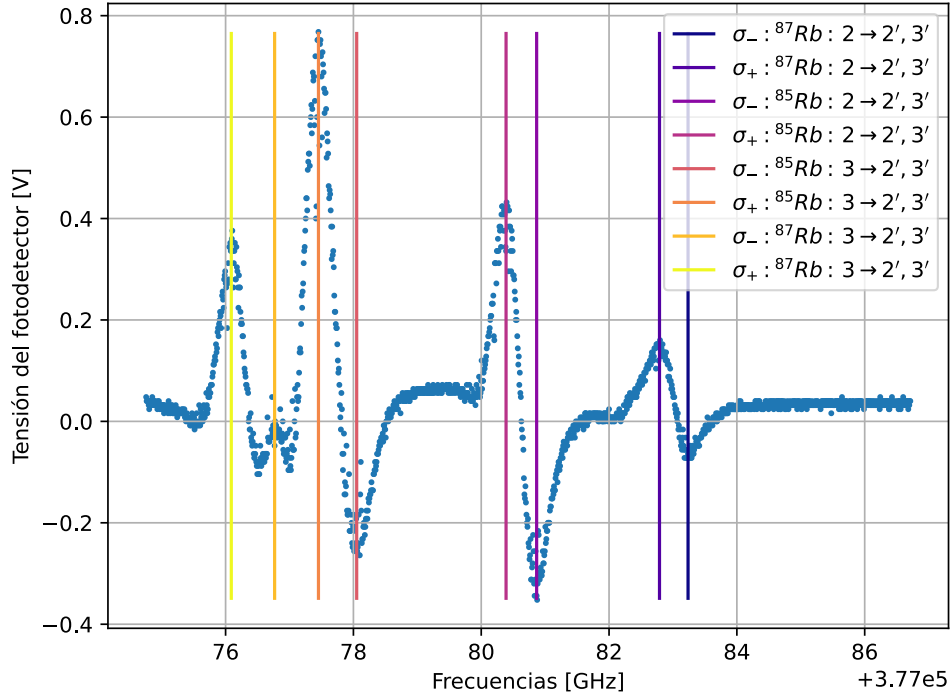


**Figura 7:** Campanas de absorción del Rb a  $(35,0 \pm 0,1)$  °C en función de la frecuencia. Para la transformación del eje horizontal a la Figura 5 se utilizó una transformación lineal cuyos parámetros se extrajeron del ajuste de la Figura 12. Las líneas verticales muestran los picos de absorción para los pares de transición  $2 \rightarrow 2', 3'$  y  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$  y el  $^{87}\text{Rb}$ .

La transformación recién detallada se realizó para la medición a menor temperatura,  $(30,0 \pm 0,1)$  °C, y los parámetros ajustados (Figura 12 de la Sección 5) fueron utilizados en el resto de las mediciones. Esto se debe a que los valores tabulados para las frecuencias de absorción fueron tomados a temperaturas bajas ([3] y [10]) y, debido a los efectos detallados en la Sección 1.1, a temperaturas mayores pueden aparecer corrimientos de frecuencia.

### 3.2 EFECTO ZEEMAN

Al agregar los imanes a la celda de rubidio se genera un campo magnético débil que evidencia el desdoblamiento Zeeman. En la Figura 8 se puede ver el resultado.



**Figura 8:** Señal DAVS del Rb bajo efecto Zeeman a  $(35,1 \pm 0,1)^\circ\text{C}$ . Las líneas verticales muestran los picos de absorción para los pares de transición  $2 \rightarrow 2', 3'$  y  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$ . La notación  $\sigma_-$  y  $\sigma_+$  indica la polarización circular izquierda y derecha, respectivamente. Para la transformación del eje horizontal se utilizó una transformación lineal cuyos parámetros se extrajeron del ajuste de la Figura 12.

En la Sección 1.3 se señala que al someter la muestra de Rb al campo B se determina una degeneración en los niveles de energía. La luz polarizada circularmente a derecha ( $\sigma_+$ ) presenta un corrimiento al azul, mientras que la polarización circular izquierda ( $\sigma_-$ ) un corrimiento al rojo. Al comparar las campanas de absorción de la Figura 8 con aquellas presentadas en la Figura 7 se puede apreciar que la señal se repite dos veces, una vez reflejada hacia arriba y otra hacia abajo. Estas repeticiones son, en efecto, las señales de ambas polarizaciones que se obtienen en forma conjunta al restar las señales de los canales MON + y MON -. Centrando la atención en los últimos dos picos de la Figura 8 y sabiendo que la polarización circular izquierda tiene un corrimiento al rojo, podemos concluir que las campanas positivas se corresponden a la polarización  $\sigma_-$ .

Es interesante notar que las campanas de absorción asociadas a la polarización circular izquierda son más prominentes. Por un lado, bajo la hipótesis de que ambas polarizaciones presentan la misma absorción, este hecho se podría atribuir a la orientación relativa entre los ejes principales de la lámina de cuarzo de onda y el polarizador. Si estos ejes estuviesen perfectamente orientados

ambos picos tendrían la misma prominencia ya que los haces asociados a las dos polarizaciones se dividirían en partes iguales. Por otro lado, este hecho se podría atribuir a que los ejes de la lámina de cuarto de onda tengan imperfecciones que resulten en una disminución de la intensidad relativa en alguno de sus ejes.

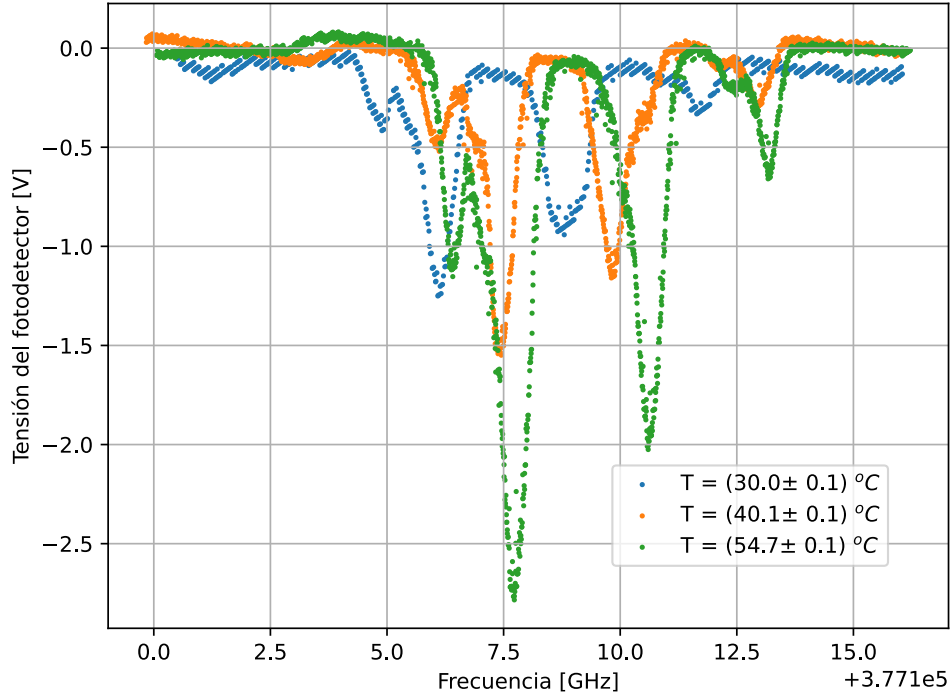
Por último, se observa que la campana de absorción asociada a la transición  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{87}\text{Rb}$  con polarización izquierda presenta un comportamiento no esperado (la campana parecería estar invertida). Dicha discrepancia puede ser el resultado de que este mismo pico en la señal sin desdoblamiento Zeeman (Figura 7) está muy próximo de la campana asociada a la transición  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$ , que es además la más prominente y presenta una asimetría respecto de su centro. El efecto total al restar ambos canales, teniendo en cuenta tanto el ruido como la cercanía entre los picos y dicha asimetría, podría llegar a generar fluctuaciones que no permitirían distinguir el pico negativo. Para reducir este efecto sería útil balancear la cantidad de luz que incide sobre el fotodetector de cada polarización. Es decir, corregir la orientación del eje de la lámina de cuarto de onda respecto a la del polarizador.

La asimetría en el pico de mayor absorción (transición  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$ ) puede deberse a que la hipótesis de que la resolución en la señal es tal que las campanas asociadas a dos transiciones que se encuentran próximas (en este caso  $3 \rightarrow 2'$  y  $3 \rightarrow 3'$ ) se superponen falla. De esta forma, lo que refleja dicha asimetría es la cola izquierda de una de estas transiciones.

### 3.3 VARIACIÓN DE LA ABSORCIÓN CON LA TEMPERATURA

---

Se estudió la variación de la señal de absorción para temperaturas entre  $(30,1 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  y  $(55,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$  tomando pasos de aproximadamente  $5^\circ\text{C}$ . En la Figura 9 se representan las curvas asociadas a tres temperaturas para mostrar cualitativamente el comportamiento de la señal.



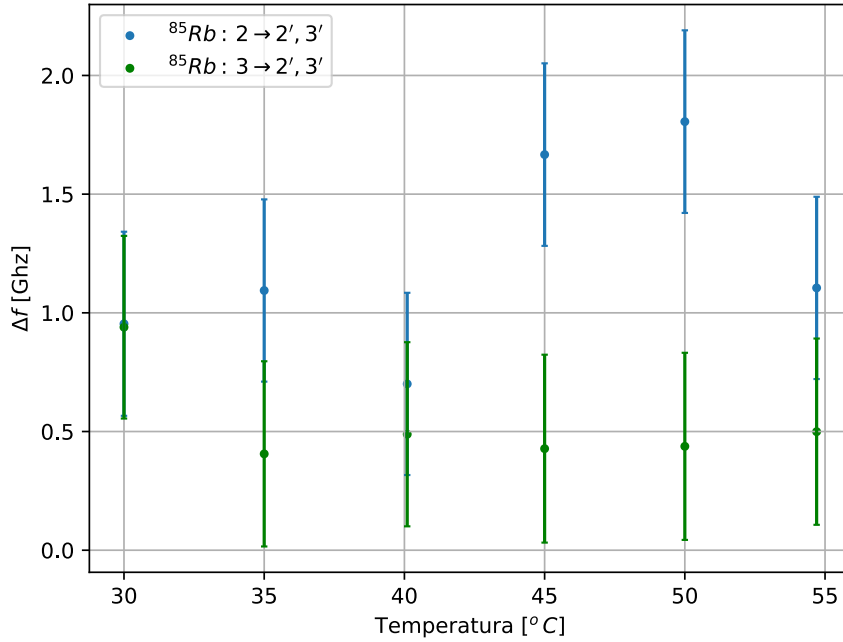
**Figura 9:** Campanas de absorción del Rb a  $(30,1 \pm 0,1)$  °C,  $(40,1 \pm 0,1)$  °C y  $(54,7 \pm 0,1)$  °C en función de la frecuencia. Para la transformación del eje horizontal se utilizó una transformación lineal cuyos parámetros se extrajeron del ajuste de la Figura 12.

A simple vista se pueden observar tres fenómenos que ocurren en simultáneo al aumentar la temperatura: el aumento en la profundidad de los picos, el ensanchamiento de las campanas de absorción y el corrimiento de su centro. Acorde a [11], el primer fenómeno se puede explicar si se tiene en cuenta que el Rb es un metal que a presiones fijas y temperaturas bajas coexiste en sus fases gaseosa y sólida. Entonces cuando la temperatura de la celda aumenta los restos de Rb sólido adheridos a las paredes de la celda subliman resultando en un aumento de la densidad del gas y, consecuentemente, del número de átomos que pueden transicionar a otro nivel de energía. El efecto total en la señal es el aumento de la profundidad en los picos de absorción. Para constatar esta teoría sería útil barrer temperaturas mayores -la mayor temperatura medida fue  $(55,0 \pm 0,1)$  °C- hasta lograr que todos los residuos sólidos sublimen. Así lo que se vería es que la convergencia de la profundidad de los picos a un valor máximo de absorción.

En segundo lugar, se puede observar un corrimiento en los picos de absorción. Acorde a lo discutido en la Sección 1.1 este desplazamiento puede deberse al aumento de presión del gas dentro de la celda. Sin embargo, esta hipótesis se descarta porque se observó que el corrimiento en el eje de frecuencia no se da siempre en el mismo sentido. Es decir, que el comportamiento del des-

plazamiento horizontal de los picos conforme aumenta la temperatura no es estrictamente creciente. Esta última observación no se aprecia en la Figura 9 dado que se optó por presentar tres temperaturas representativas de los otros dos efectos mencionados. Por lo tanto, este efecto se atribuye a defectos experimentales no identificados.

Por último, se analizó el ensanchamiento de las campanas de absorción asociadas a las transiciones  $2 \rightarrow 2', 3'$  y  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$  puesto que estas son las campanas más prominentes. Para cada una el procedimiento fue el mismo: se buscó el valor mínimo de tensión respecto al 0 (es decir, el pico) y, luego, se midió la frecuencia de aquellos datos cuyas tensiones caían a la mitad del mínimo. Este procedimiento se repitió para todas las mediciones de temperatura. El resultado se condensa en la Figura 10. Los errores de las mediciones se corresponden a propagar el error de los datos de la señal en el osciloscopio <sup>4</sup> a corriente mediante la fórmula del manual del controlador y luego a frecuencia mediante la transformación ya especificada.



**Figura 10:** Ancho de las campanas de absorción en función de la temperatura. Se observa la variación del ancho asociado a las transiciones  $2 \rightarrow 2', 3'$  y  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$  dado que éstas son las transiciones con las campanas más prominentes.

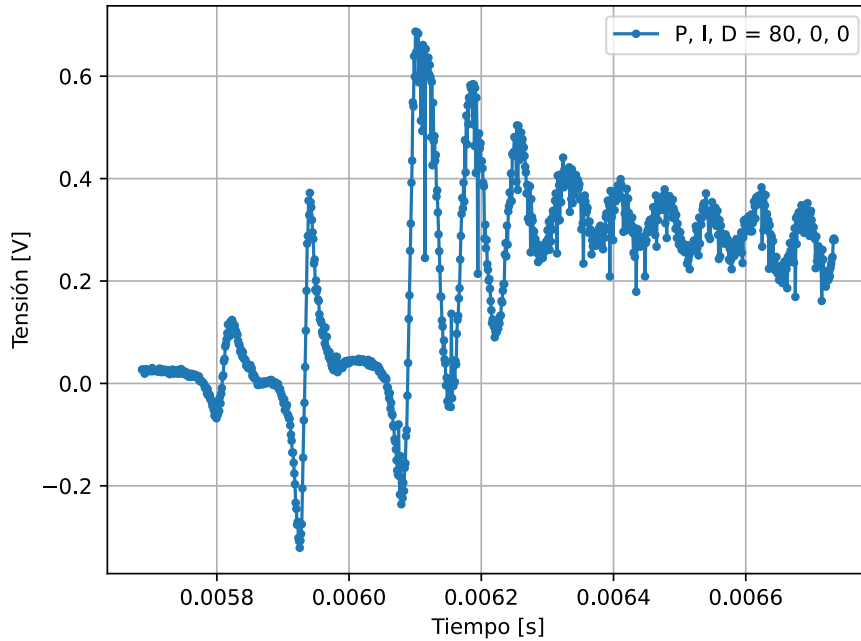
En la Figura 10 se puede ver que los datos adquiridos no parecen mostrar

<sup>4</sup>Error debido a la conversión digital, teniendo en cuenta que la resolución del osciloscopio era 8 bits y se trabajaba con una escala vertical de 2 mV.

el comportamiento propio asociado al efecto Doppler ( $\propto \sqrt{T}$ ). Esto puede deberse a que el rango de temperaturas analizado no comprende una parte significativa de la curva que describe este fenómeno. Es decir que, si se tomara un rango mayor de temperaturas se podría apreciar que la variación es, en realidad, considerablemente mayor. Otra problema que también podría influir es que los anchos de la campana asociada a la transición  $3 \rightarrow 2', 3'$  presentan una asimetría respecto a su centro. Este problema fue explicado en detalle en la Sección 3.2

### 3.4 LOCKEO DE FRECUENCIA CON PID

Se intentó utilizar la señal DAVS para lockear la señal del láser según se explicó en la Sección 2.4. Se tomaron datos para varios valores de P manteniendo las otras variables en cero. Se obtuvieron datos como los observados en la Figura 11 utilizando los valores  $P = 80$ ,  $I = 0$ ,  $D = 0$ .



**Figura 11:** Señal DAVS utilizada como señal error para lockear la frecuencia del láser (hacer constantemente 0) con los valores de PID:  $P = 80$ ,  $I = 0$  y  $D = 0$ .

Como se observa en la Figura 11 no se halló un parámetro P que lockee la señal, es decir que la señal oscila permanentemente sin fijarse el error en 0. También se intentó fijar algún valor de P y variar los otros parámetros, pero no se consiguió un mejor lockeo. Esto pudo deberse a que al intentar agregar una variación del término integral  $I$  la respuesta era bastante caótica no permitiendo optimizar el ajuste.



## 4 CONCLUSIONES

---

Luego de estudiar los diferentes perfiles de absorción asociados a las transiciones  $D_1$  del Rb se concluye que el arreglo experimental utilizado no permite distinguir todas las transiciones atómicas. Sin embargo, sí se pudieron distinguir transiciones de a pares bajo la hipótesis de que las campanas de estas frecuencias se encontraban superpuestas. Es decir, que se distinguieron las transiciones  $2 \rightarrow 2', 3'$  y  $3 \rightarrow 2', 3'$  para ambos isótopos.

Se logró ver el desdoblamiento Zeeman al someter la celda a un campo magnético débil, pudiendo identificar el corrimiento en frecuencia de las señales asociadas a ambas polarizaciones ( $\sigma_+$  y  $\sigma_-$ ). Se identificaron anomalías que pudieron ser explicadas al revisar las hipótesis propuestas en la Sección 3.1.

Asimismo, se analizó la dependencia de la señal con la temperatura pudiendo observar cambios significativos en la profundidad y el ancho de las campanas. Por un lado, el aumento en la profundidad de los picos pudo ser explicado si se tiene en cuenta la coexistencia de la fase gaseosa y líquida en la celda para bajas temperaturas. Por otro lado, se verificó un ensanchamiento en las campanas de absorción, aunque no se pudo identificar el comportamiento característico del efecto Doppler ( $\propto \sqrt{T}$ ). Esto se atribuye a dos razones: la asimetría en la campana de absorción de la transición  $3 \rightarrow 2', 3'$  del  $^{85}\text{Rb}$  y a que el rango considerado de temperaturas puede no ser representativo de la curva completa que describe el fenómeno.

Se observó un corrimiento en frecuencia de las campanas de absorción al variar la temperatura que no pudo ser explicado mediante argumentos teóricos. Este efecto se atribuye a defectos experimentales.

Finalmente, no se pudo lockear la frecuencia de emisión del láser al no poder hallar los parámetros óptimos del lazo PID que resultaban en el lockeo preciso de la frecuencia.

## REFERENCIAS

---

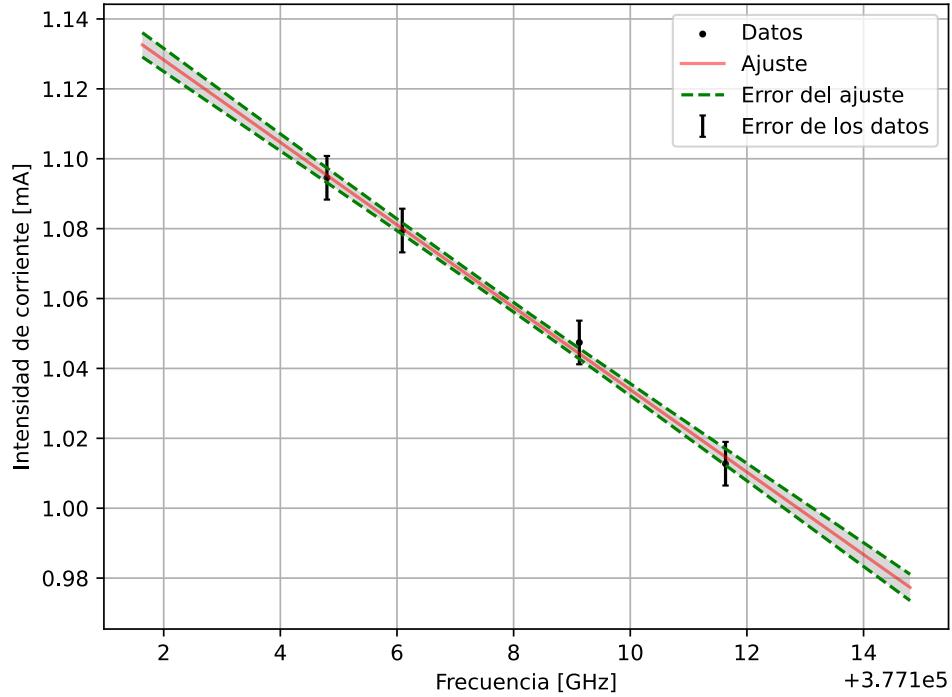
- [1] Wolfgang Demtröder. “Atoms, Molecules and Photons”. En: 2006. Cap. 7.4, págs. 257-8.
- [2] Noelia Soledad Fernandez. “Láseres de cavidad vertical y emisión superficial en espectroscopía atómica de alta resolución en la línea  $D_1$  del  $^{87}\text{Rb}$ ”. En: *Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina* (2017).
- [3] Daniel Adam Steck. “Rubidium 85 D Line Data”. En: (2008), pág. 28.

- [4] Kristan L. Corwin et al. “Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor”. En: *Appl. Opt.* 15 (1998), págs. 3295-3298. DOI: [10.1364/AO.37.003295](https://doi.org/10.1364/AO.37.003295). URL: <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-37-15-3295>.
- [5] Thorlabs. *Dichroic Atomic Vapor Spectroscopy Kit*. URL: [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=5393](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5393).
- [6] Thorlabs. *ITC4001 - Benchtop Laser Diode/TEC Controller, 1A/96W*. URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=ITC4001>.
- [7] Thorlabs. *TC300 Heater Temperature Controller*. URL: [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=14852](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14852).
- [8] Thorlabs. *Free-Space Balanced Amplified Photodetectors*. URL: [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=1299&pn=PDB210A](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1299&pn=PDB210A).
- [9] Marcelo Luda. *Lock-in+PID Marcelo Luda*. URL: [https://marceluda.github.io/rp\\_lock-in\\_pid/](https://marceluda.github.io/rp_lock-in_pid/).
- [10] Daniel Adam Steck. “Rubidium 87 D Line Data”. En: (2003), pág. 27.
- [11] Kenneth Libbrecht Maxwell Libbrecht. *Interferometric measurement of the resonant absorption and refractive Index in rubidium gas*.

Isótopo	Transición	$\Delta\nu$
85	2—3'	377 109.307 192 (92) GHz
85	2—2'	377 108.945 610 (92) GHz
85	3—3'	377 106.271 460 (48) GHz
85	3—2'	377 105.909 878 (48) GHz
87	2—3'	377 112.040 496 (63) GHz
87	2—2'	377 111.225 996 (63) GHz
87	3—3'	377 105.205 814 (02) GHz
87	3—2'	377 104.391 314 (02) GHz

**Cuadro 1:** Transiciones para los isótopos 85 y 87 del Rubidio [10] [3].

## 5 APÉNDICE A



**Figura 12:** intensidad de corriente en los picos de absorción de Rb a 30 °C contra frecuencia tabulada en [3] y [10]. El coeficiente de correlación lineal de los datos es -0,998 y el  $R^2 = 0,998$ . La ordenada ajustada es  $(4449 \pm 192)$  mA y la pendiente,  $(-0,0179 \pm 0,0005)$  mA/GHz.

## 6 APÉNDICE B

Las Frecuencias de las transiciones para cada isótopo se encuentran en la Tabla 1.