

Estabilización de frecuencia de un láser VCSEL mediante el control de su temperatura

Felipe Murchison, Santiago Rodriguez, Santiago Perez

Abril 2019

Resumen

Se caracterizó la longitud de onda de emisión de un láser VCSEL en términos de la temperatura de su cavidad, usando como referencia el espectro de absorción de una muestra mixta de gas de ^{85}Rb y ^{87}Rb . A partir de una señal DAVS, se creó una señal diferencial que permitiría estabilizar la frecuencia del láser mediante un lazo de control basado en la regulación de su temperatura. Además, se varió la temperatura de la celda de Rb para estudiar los efectos de la temperatura en el perfil del espectro de absorción. No se observaron ensanchamientos apreciables en el rango de temperaturas estudiado.

1. Introducción

El experimento se centra en utilizar espectroscopia láser de una muestra de vapor de Rubidio (Rb) para estabilizar la frecuencia de un diodo láser mediante un lazo de control. En particular, se desarrolla un método de estabilización de la frecuencia de un Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSEL) regulando la temperatura de su cavidad ¹. Es de particular interés lograr esto ya que, a diferencia de los láseres de helio-neón, los láseres tipo VCSEL son más económicos, tienen mayor durabilidad y permiten sintonizar la frecuencia de emisión del láser.

Para lograr desarrollar un método de sintonización del láser, trabajaremos con un gas de rubidio, utilizando su espectro de absorción y el efecto Zeeman para construir un lazo de control que permita estabilizar la frecuencia del láser en alguna de las líneas espectrales del elemento en cuestión.

1.1. Espectro de Absorción

Los electrones de un dado elemento tienen discretos niveles de energía posibles. A través de la emisión o absorción de fotones, es posible pasar de un estado a otro; si el átomo absorbe un fotón, el electrón pasa a un estado de mayor energía, mientras que si emite pasa a uno de menor energía. Dado que la energía se conserva en estas transiciones, la frecuencia del fotón emitido o absorbido se corresponde con la diferencia de energía entre los estados:

$$h\nu = \Delta E. \quad (1)$$

La radiación emitida por las transiciones entre estados no tiene una frecuencia perfectamente definida (i.e: no es perfectamente monocromática), sino que posee un espectro de frecuencias con máximo en la frecuencia de la ec. 1. Cabe destacar que, si bien la emisión puede ser espontánea y que los átomos en niveles superiores decaen exponencialmente con vida media τ , las transiciones debido a absorción requieren que se le entregue a los átomos la energía exacta para realizar la transición.

Una de las cantidades útiles para caracterizar el perfil del espectro de absorción es el ancho de la campana a media altura $\Delta\nu$. Este ensanchamiento, en gases, depende de tres cantidades[1]: ensanchamiento natural ², debido a colisiones ³ y Doppler ⁴. Bajo las condiciones de este experimento, a presión y temperatura ambiente, el ensanchamiento Doppler es el mecanismo dominante, por lo que define el perfil del espectro mediante

$$\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 2\nu_0 \left(\frac{2k_B T \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Con ν_0 la frecuencia máxima (i.e: la frecuencia de la ec. 1). En este caso, el perfil del espectro se asemeja a una gaussiana.

¹El láser utilizado posee una alta sensibilidad a cambios en corriente, por lo que se eligió variar únicamente la temperatura de su cavidad al realizar el lazo de control.

²Inversamente proporcional al tiempo de vida medio de los electrones.

³Se puede definir un tiempo medio entre colisiones; si es menor al tiempo de decaimiento, se ensanchará el espectro.

⁴Se produce por el movimiento aleatorio de las moléculas del gas.

1.2. Efecto Zeeman y DAVS

En presencia de un campo magnético, cada nivel de energía de transición de un átomo muestra un desdoblamiento en dos nuevos niveles debido a la interacción del campo con el spin del electrón. El hamiltoniano de un átomo en presencia de un campo magnético es

$$H = H_0 - \vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (3)$$

donde H_0 es el hamiltoniano sin campo. Si el campo es débil, estático, uniforme y está en la dirección z , la teoría de perturbaciones [3] predice que los niveles energéticos, entonces, se correrán simétricamente respecto al valor del energía sin campo externo debido a las distintas orientaciones de los spines de los electrones. Los *shifts* de energía están dados por la ec. 4:

$$E_Z = \mu_B g_J B m_j \quad (4)$$

donde E_Z es el shift de energía por el efecto Zeeman, μ_B es el magnetón de Bohr, g_J es el factor de Landé del átomo y m_j es la componente z del momento angular total, que puede tomar los valores $\pm 1/2$ (de ahí la simetría en el corrimiento energético que se mencionaba).

Es de este efecto que surge la Espectroscopia de Vapores Atómicos Dicroicos (DAVS). Como se muestra en la fig. 1, al iluminar con un láser una muestra absorbente se detecta un pico de absorción en la frecuencia de transición de la muestra. Si no hay campo magnético externo, se observa el mismo pico independientemente de la polarización del láser. En cambio, ante la presencia de un campo magnético uniforme, debido al efecto Zeeman existen no una sino dos frecuencias de absorción. Cuando el láser tiene polarización circular derecha, el pico se observa a una frecuencia de absorción mayor. Si la polarización es circular a izquierda, la frecuencia central de absorción disminuye⁵.

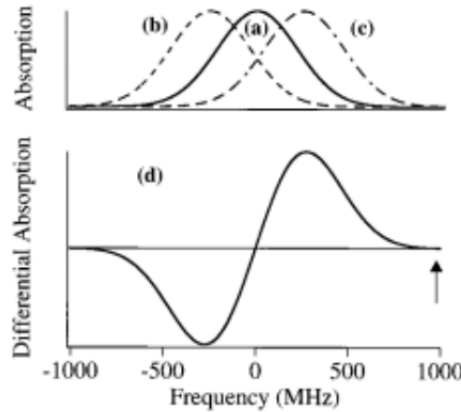


Figura 1: Esquema tomado del paper de Corwin et.al. [10]: (a) muestra un pico de absorción detectado sin campo magnético (b) y (c) son los picos detectados ante la presencia de un campo, para polarizaciones del láser circulares a izquierda y derecha, respectivamente. (d) Resta de señales (b) y (c).

Restando ambos espectros, debido a la simetría de la perturbación energética (ec. 4), se obtiene una señal cuyo cero corresponde a la frecuencia de absorción sin campo. Esto permite desarrollar un método de estabilización de frecuencia para láseres sintonizables, dado que mediante un lazo de control es posible *lockear* el láser a la frecuencia correspondiente al cero de la señal diferencial.

Con esto en mente y recordando que nuestro objetivo es estabilizar la frecuencia de un láser tipo VSCSEL, se estudió la dependencia de la frecuencia de emisión del láser con la temperatura de su cavidad. Esta dependencia característica del láser permitiría programar un lazo de control PID con el cual estabilizar la frecuencia del láser. Para ello, se utilizó el método de espectroscopía de absorción láser con una celda con vapor de rubidio, cuyo espectro se usó de referencia. Por otra parte, se aplicó un campo magnético sobre el vapor para construir una señal de comparación para el lazo a partir de los espectros de absorción resultantes.

2. Desarrollo experimental

En este trabajo, se utilizó un equipo de espectroscopia DAVS modelo SKDAV de ThorLabs. Este cuenta con 1 polarizador lineal, 1 celda con vapor de Rb, 2 placas magnéticas, 1 lámina de $\frac{\lambda}{4}$ junto a 1 prisma de Wollaston,

⁵Se miden dos señales con absorción a frecuencias distintas, de ahí "dicroico".

2 espejos, y 1 detector con 2 fotodiodos y 3 outputs (canal 1, canal 2 y su resta). El prisma de Wollaston junto a la lámina retardadora cumplen el rol fundamental de dividir la luz incidente linealmente polarizada en polarizaciones circulares izquierda y derecha, permitiendo observar cada una en un fotodiodo distinto (esquema en fig. 2.)

Se alimentó un diodo láser tipo VCSEL ⁶, de emisión en frecuencias infrarrojas, con una fuente ThorLabs ITC4001. Esta fuente permite controlar la corriente de alimentación y temperatura de la cavidad del láser, tanto a valores fijos como a través de modulaciones de distintos tipos. Se utilizó el detector ThorLabs PDB210A con dos fotodiodos receptores del equipo de espectroscopía; este detector permite medir las intensidades lumínicas sobre cada fotodiodo y posee una salida adicional que mide la señal diferencial entre ambos canales. Se conectó el detector a un osciloscopio Tektronix TDS1002B; esto sirvió para alinear el sistema óptico utilizando las intensidades de ambos canales como referencia, y para luego levantar los datos para posterior análisis. La fig. 2 muestra un esquema de cómo se dispusieron los elementos para llevar a cabo el trabajo.

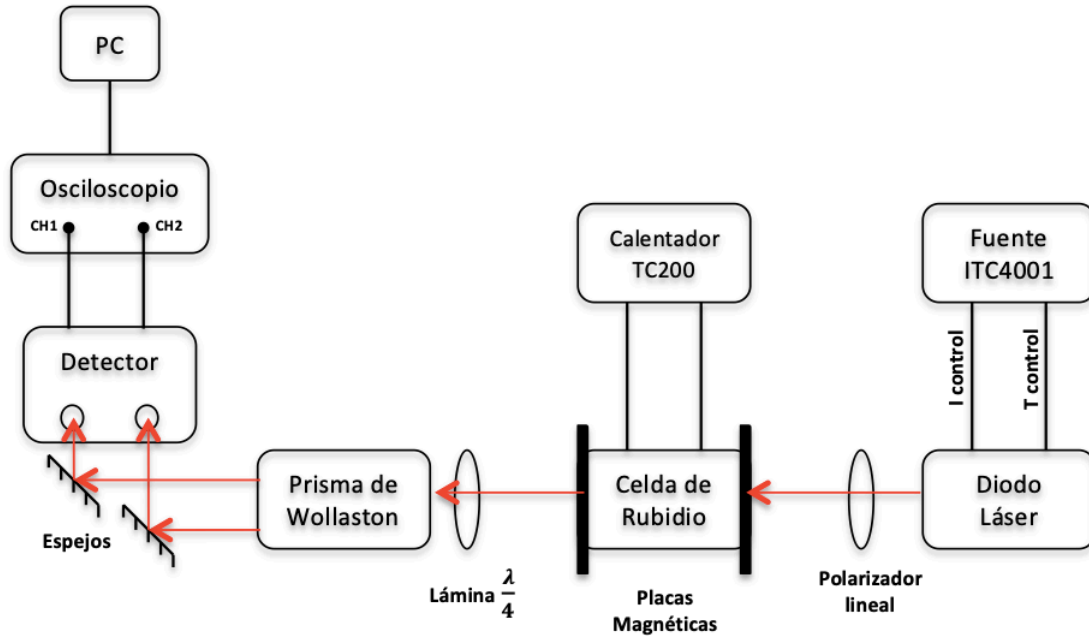


Figura 2: Esquema del montaje experimental. En rojo, se esquematiza la dirección del haz del láser; el prisma de Wollaston separa las polarizaciones circulares en direcciones distintas, permitiendo detectarlas en los distintos fotodiodos.

En primer lugar, fue necesario alinear correctamente el eje óptico de las distintas componentes del equipo de espectroscopía. Para ello, se fijaron a la mesa óptica los distintos elementos de forma alineada. Luego, se utilizó una tarjeta detectora de infrarrojo junto a una cámara para verificar que el haz del láser atravesara cada elemento sin desviaciones apreciables. Se reguló la salida del prisma de Wollaston de los haces polarizados elípticamente, de modo que cada uno incidiera sobre un espejo distinto. Lograda la incidencia sobre los distintos espejos, habiendo verificado que la angulación de estos permitiera incidir con un haz sobre cada fotodiodo del detector, se incidió sobre los fotodiodos de modo que la intensidad medida por el osciloscopio fuera máxima para cada fotodiodo. El ángulo del polarizador lineal se reguló a la salida del láser para maximizar las intensidades de ambos canales, y finalmente se ajustó la lámina de cuarto de onda a la entrada del prisma de Wollaston para que ambos canales recibieran la misma intensidad. De esta forma, nos aseguramos que la DAVS mostrara el mismo perfil de intensidades desplazados temporalmente debido al *shift* por la interacción del haz con el campo.

Una vez lograda la alineación, se procedió a caracterizar el láser midiendo la DAVS con el osciloscopio. Para ello, se eligieron valores de PID para la fuente ITC4001 de $P = 10$, $I = 0,5$ y $D = 50$, valores que fueron tomados de experimentos anteriores.

En primer lugar, se midió el espectro de intensidades detectadas por el osciloscopio al alimentar el láser con una modulación triangular en corriente, y sin campo magnético sobre la celda de rubidio. La modulación se llevó a cabo con una función de la fuente ITC4001, LD Modulation, eligiéndose realizar una modulación a 20 Hz con un *depth* (variación de amplitud de corriente) de 0,1 % alrededor de una corriente de referencia $I_0 = (1,1 \pm 0,1)$ mA. Se realizaron distintas mediciones con esta modulación, variando la temperatura de la cavidad entre 22 C y 24 C, de a intervalos de 0,5 C. A partir de estas mediciones, se analizó la dependencia de la longitud de onda

⁶Modelo: Vixar 795nm Narrow λ tolerance Single-Mode VCSEL.

de emisión del láser con su temperatura. Cabe destacar que se trabajó con longitud de onda ⁷, y no frecuencia, por motivos de conveniencia que se verán en los resultados (ver sección 3.1).

Por otra parte, se fijó la temperatura de la cavidad del láser en 23 C y se midió, de la misma manera que antes, variando la temperatura del Rb. Para ello, se utilizó una fuente de calor TC200, conectada directamente a la celda, con valores de PID de $P = 250$, $I = 60$ y $D = 25$. Se tomaron mediciones con la celda a $(30,0 \pm 0,1)C$, $(40,3 \pm 0,1)C$, $(44,9 \pm 0,1)C$. A partir de estas mediciones, se buscó estudiar efectos sobre el espectro debido a ensanchamiento Doppler.

Finalmente, se colocaron las placas magnéticas sobre la celda de Rb y se midió de la misma manera que sin campo magnético. El barrido en temperatura del Rb se realizó a $(49,7 \pm 0,1)C$. A partir de estas mediciones, se caracterizó la señal diferencial de la DAVS, para luego construir un lazo control PID para la estabilización de la frecuencia del láser.

3. Resultados y discusión

3.1. Sin campo magnético: caracterización de λ de emisión

La primera etapa del trabajo consistió en caracterizar la frecuencia de emisión del láser en términos de su temperatura (T) y corriente de alimentación (I). Dicha caracterización se hará en términos de longitud de onda ⁸ (λ). Dispuesta la configuración experimental mostrada en la fig. 2, fijando la temperatura del láser a $(24,000 \pm 1 \times 10^{-3}) C$ y modulando a I mediante una triangular con frecuencia de 20 Hz, I_0 de $(1,10 \pm 0,05)$ mA y *depth* de 0.1 % (ver sección *Desarrollo experimental*), se registró el voltaje detectado por el fotodiodo en función del tiempo. Dado que I es un parámetro de control de λ , cada una de estas mediciones corresponde a un cierto λ . Es decir, cada tiempo de medición podría asociarse a una longitud de onda. En la fig. 3 se exhibe un flanco ascendente de dicha modulación. Como puede observarse, en la región que va de -5 ms a 0 ms, a ciertos tiempos se producen caídas de voltaje, indicando la absorción del vapor de Rb. Hallar la conversión de tiempo a λ es necesaria para caracterizar el fenómeno de absorción recién mencionado en términos de la longitud de onda⁹.

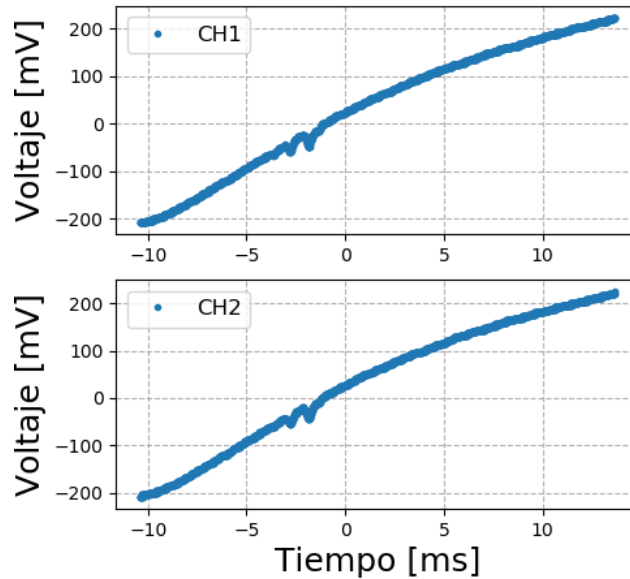


Figura 3: Flanco ascendente de modulación triangular de 20 Hz, I_0 de $(1,10 \pm 0,05)$ mA y *depth* de 0.1 %. Se muestra el voltaje detectado por el fotodiodo en canales 1 y 2.

Para resaltar el espectro de absorción, se restó la modulación a las mediciones. Esto facilita su análisis, ya que simplifica la determinación de los tiempos asociados a picos de absorción al estos no estar montados en la modulación. Esto es de gran ayuda sobre todo a la hora de automatizar dicho proceso, considerando que se tomaron varios sets de mediciones. Con este fin, se quitaron las mediciones asociadas a absorción y se realizó un ajuste lineal, como se muestra en la fig. 4. Como puede apreciarse, este solo promedió la modulación, poniendo de manifiesto su no-linealidad. Además, cabe destacar que la zona en que se pretende mayor exactitud de la resta

⁷La relación entre ambos es $\nu\lambda = c$

⁸La longitud de onda y la frecuencia se relacionan mediante $\nu\lambda = c$.

⁹Notar que teniendo $\lambda(t)$ y conociendo en detalle la modulación $I(t)$, la caracterización de la longitud de onda en términos de la corriente queda indirectamente determinada. En este informe no se profundiza al respecto ya que aquí se provee de un método de estabilización de frecuencia basado en el control de la temperatura a I constante.

es la correspondiente al espectro. En la misma, se observa una distancia notable entre el ajuste y la modulación, por lo que este se descarta. Por el contrario, una interpolación resulta ser apropiada. Esto se concluye en base al gráfico de la fig. 5, el cual se obtuvo restando la interpolación a las mediciones. En el mismo, se nota que con esta resta los datos "descansan" sobre la recta de voltaje nulo (no hay modulación). Esto no ocurriría si se utilizara el ajuste debido a su distancia respecto a la modulación. Cabe aclarar que a los picos principales se los distinguirá según pico máximo, al más grande en voltaje, y pico secundario, al segundo más grande.

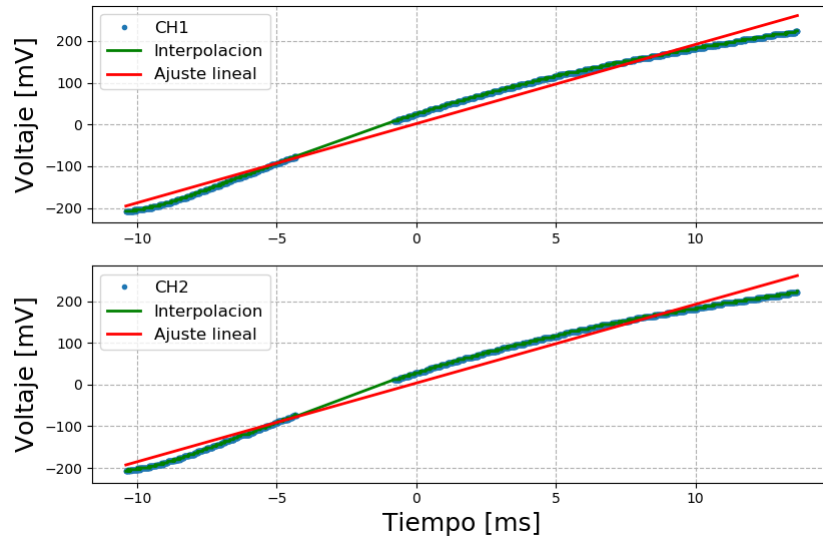


Figura 4: Ajuste lineal e interpolación del flanco ascendente de la modulación triangular, cuya no-linealidad se hace evidente.

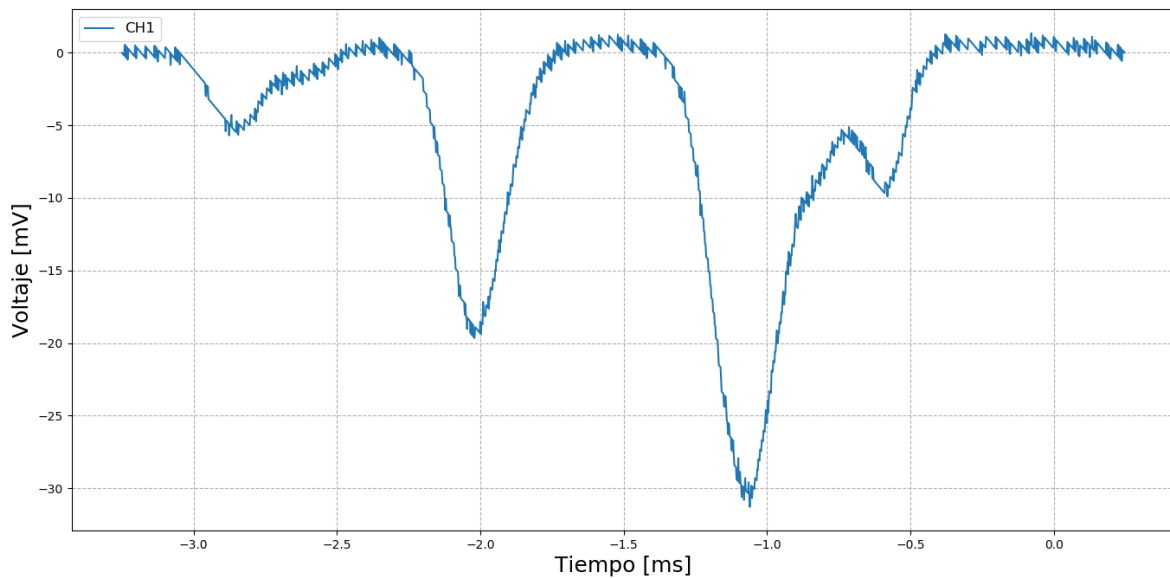


Figura 5: Espectro de absorción obtenido al restar la interpolación de la modulación a las mediciones.



Hecha la resta, se asociaron como tiempos de pico a aquellos correspondientes a las mediciones de mínimo locales de voltaje, acotando el mínimo a la región del pico. Como previamente se mencionó, la ventaja de este proceso es que se puede automatizar de forma muy sencilla. No obstante, notar que la exactitud de estos tiempos-pico no es la mejor posible debido a que, como se enseña en la fig. 6, la resta hace que los mínimos no correspondan al centro del intervalo temporal en que la absorción fue máxima. Esto se incluyó en el error de los tiempos-pico.

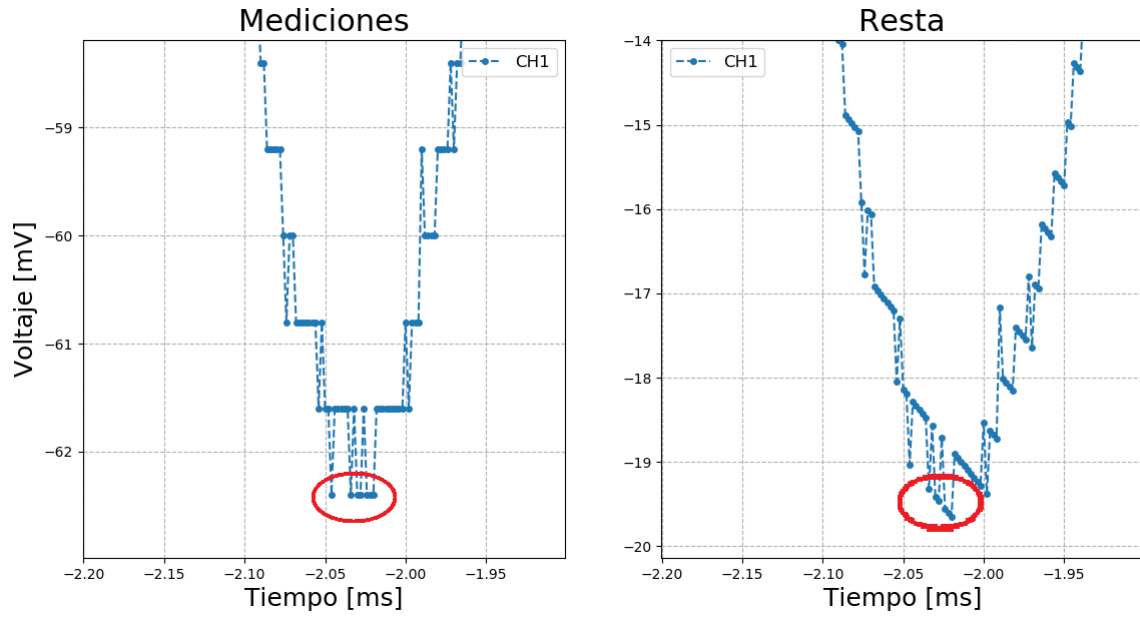


Figura 6: Comparación entre pico secundario medido y el pico secundario obtenido al restar la modulación a las mediciones. El mínimo de la resta no corresponde al centro del intervalo de mínimo voltaje medido.

Por otra parte, comparando con referencias de espectros de absorción[5] de la línea D1 del ^{85}Rb [6] y ^{87}Rb [7], se observa que los picos principales corresponden a ^{85}Rb y el resto a ^{87}Rb . Es decir, la celda de vapor contenía estos dos isótopos con predominancia de ^{85}Rb debido a que su absorción fue mayor. En términos de λ , el ancho del espectro es del orden de 10^{-3} nm, rango pequeño en comparación con el orden de los λ considerados (≈ 794 nm). Teniendo esto en consideración, se propone una conversión lineal entre λ y tiempo de la forma

$$\lambda(t) = a_{\lambda}(t - t_{ref}) + \lambda_{t_{ref}}. \quad (5)$$

Para calcular los parámetros de la ec. 5, se consideraron los tiempos y longitudes de onda de los picos principales ($794,9787\text{nm}$ y $794,97946\text{nm}$ [6]). La pendiente se obtuvo mediante el cociente $\Delta\lambda_{picos}/\Delta t_{picos}$. El pico máximo fue asignado como el de referencia, lo cual determinó los valores de t_{ref} y $\lambda_{t_{ref}}$. Se repitió el procedimiento completo variando la temperatura del láser de a 0.5 C entre 22 C y 24 C. Finalmente, promediando los distintos a_{λ} , este resultó ser de $(8,3 \pm 0,3) \times 10^{-4} \frac{\text{nm}}{\text{ms}}$.

Aplicada la conversión, se expone en la fig. 7 el espectro obtenido a $T=24$ C. En la misma, se contrastan los intervalos de medición de cada λ -pico y los valores tabulados. Puede observarse que la transformación fue exitosa solamente para los picos principales. Se podría objetar que solo se utilizaron los picos principales para hallar a_{λ} , limitando el rango de validez de la conversión lineal. Esto se descarta dado que, como se muestra en la fig. 8, lo que en verdad ocurre es que los cuatro picos detectados no satisfacen una relación lineal. Se cree que la no-linealidad de la modulación podría ser el causante de la falla del modelo lineal en la determinación de $\lambda(t)$. Sin embargo, a los fines de desarrollar y evaluar un método de estabilización de la longitud de onda del láser, con conocer la longitud de onda en el entorno de algún pico basta. Por ende, para los propósitos del trabajo, la conversión es más que suficiente.



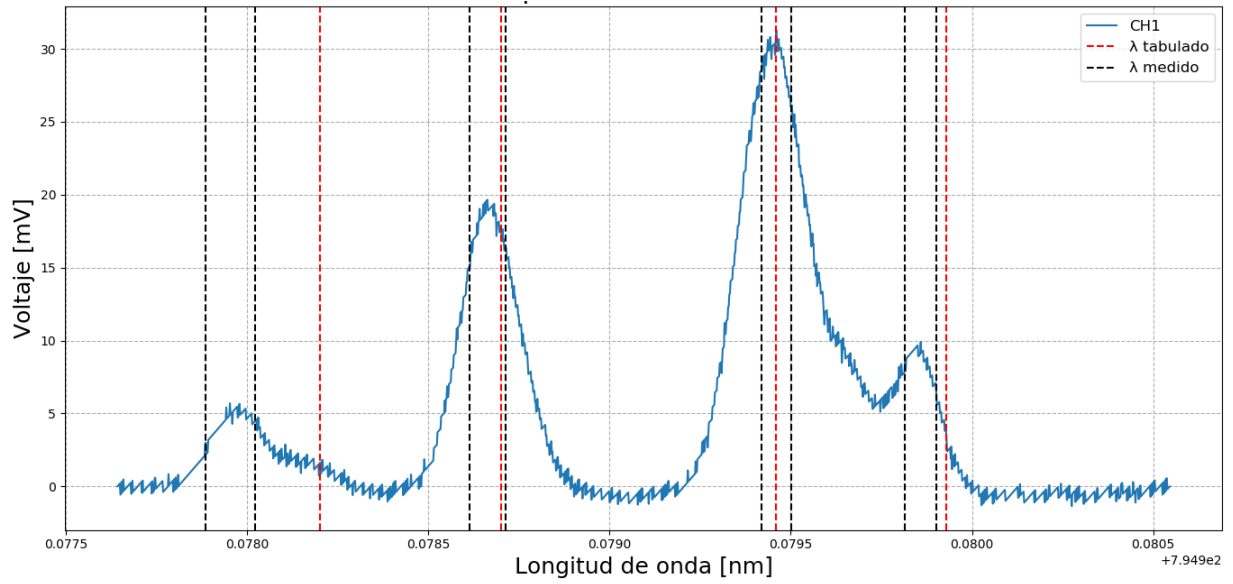


Figura 7

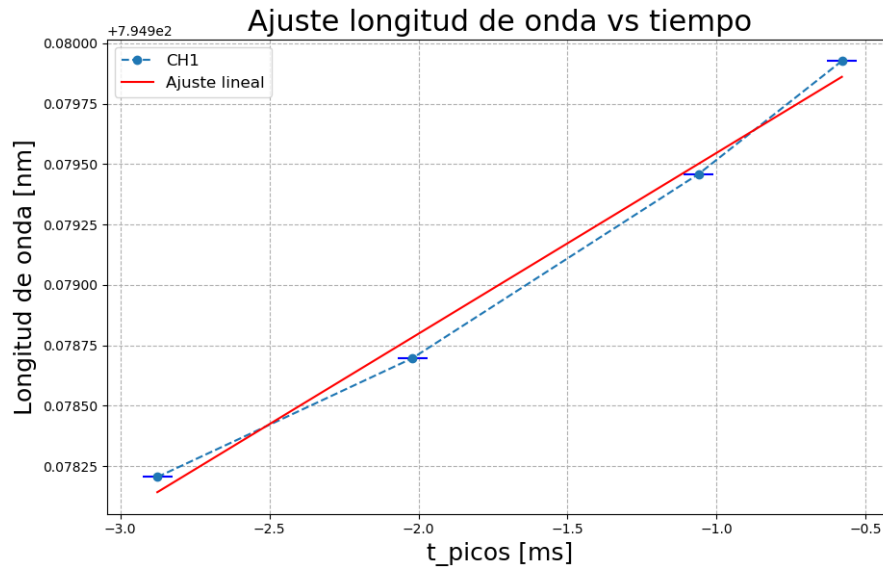


Figura 8: Se muestran los λ tabulados en función del tiempo de pico medido y su ajuste lineal. Como se aprecia, las mediciones no satisfacen un relación lineal.

Para la estabilización de λ , debe controlarse la temperatura del láser o su corriente. El método que se desarrollará a continuación, toma como parámetro de control a la temperatura, fijando la corriente. Es por este motivo que debe hallarse la relación $\lambda(T)$. Para ello, se usó el barrido en temperatura del láser anteriormente mencionado, registrándose los tiempos de los picos principales. Los resultados (fig. 9) indican una relación lineal entre tiempo de pico y temperatura cuya pendiente es $a_t = (-7,21 \pm 0,03) \frac{ms}{C}$.

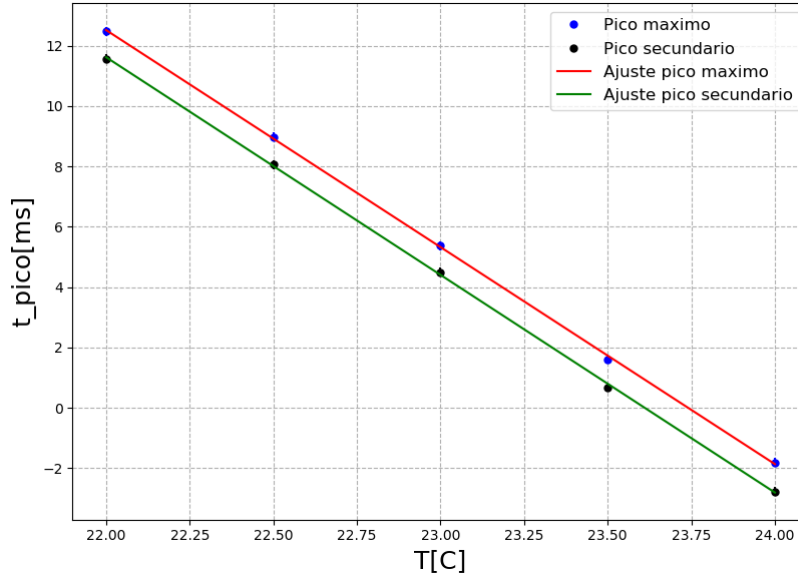


Figura 9: Tiempos de picos principales en función de la temperatura del láser, con su correspondiente ajuste lineal.

En resumen, $\lambda(t)$ y $t(T)$ son lineales, lo que deriva en que $\lambda(T)$ debe ser lineal. Esto es,

$$\lambda(T) = a(T - T_{ref}) + \lambda_{T_{ref}} \quad (6)$$

con

$$a = \frac{\partial \lambda}{\partial T} = \frac{\partial \lambda}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial T} = a_{\lambda} a_t. \quad (7)$$

La ec. 6 es la que permitiría, manipulando la temperatura, sintonizar la longitud de onda de emisión deseada¹⁰. En la sección 3.4 se discute su utilización. Es en este aspecto donde se aprecia la conveniencia de trabajar en términos de longitud de onda y no de la frecuencia: la relación entre λ y T es lineal. Recordar que λ es creciente con el tiempo y las longitudes de onda de absorción no varían. Por lo tanto, el hecho de que al aumentar T los picos se desplacen hacia tiempos menores implica que la modulación recorre mayores longitudes de onda del láser. Es decir, λ crece con T , como es de esperar, ya que un aumento de temperatura genera pérdidas en la eficiencia de la transmisión de energía. Como esta última es proporcional a la frecuencia y, por ende, inversamente proporcional a λ , la longitud de onda debe aumentar con T .

Así se concluye que $a > 0$ y en su cálculo no debe usarse a_t sino $-a_t$. De esta forma, se obtiene que $a = (6.0 \pm 0.2) \times 10^{-3} \frac{nm}{C}$.

Por último, faltan determinar T_{ref} y $\lambda_{T_{ref}}$. El parámetro T_{ref} se define a elección, con la limitación del rango de temperaturas que abarca el ITC4001. En cuanto a $\lambda_{T_{ref}}$, es la longitud de onda del láser al apagar la modulación, es decir, a corriente I_0 . Como esta corresponde a la corriente a mitad del flanco ascendente de la modulación, dígame a t_{mitad} , $\lambda_{T_{ref}} = \lambda(t_{mitad})$, calculada mediante la ec. 5. Por ejemplo, para $T_{ref} = 23C$, $\lambda_{T_{ref}} = (794,97804 \pm 7 \times 10^{-5})$ nm.

3.2. Sin campo magnético: barrido temperatura Rb

Una vez caracterizada la emisión del láser, se procedió a realizar un barrido en temperatura de la muestra de Rb conectando la celda mediante sus dos entradas al TC200. Las temperaturas estudiadas fueron $(30.0 \pm 0.1)C$, $(40.3 \pm 0.1)C$ y $(44.9 \pm 0.1)C$. Los datos adquiridos se muestran en la fig. 10.

¹⁰Limitada por el rango de validez de la conversión entre tiempo y longitud de onda.

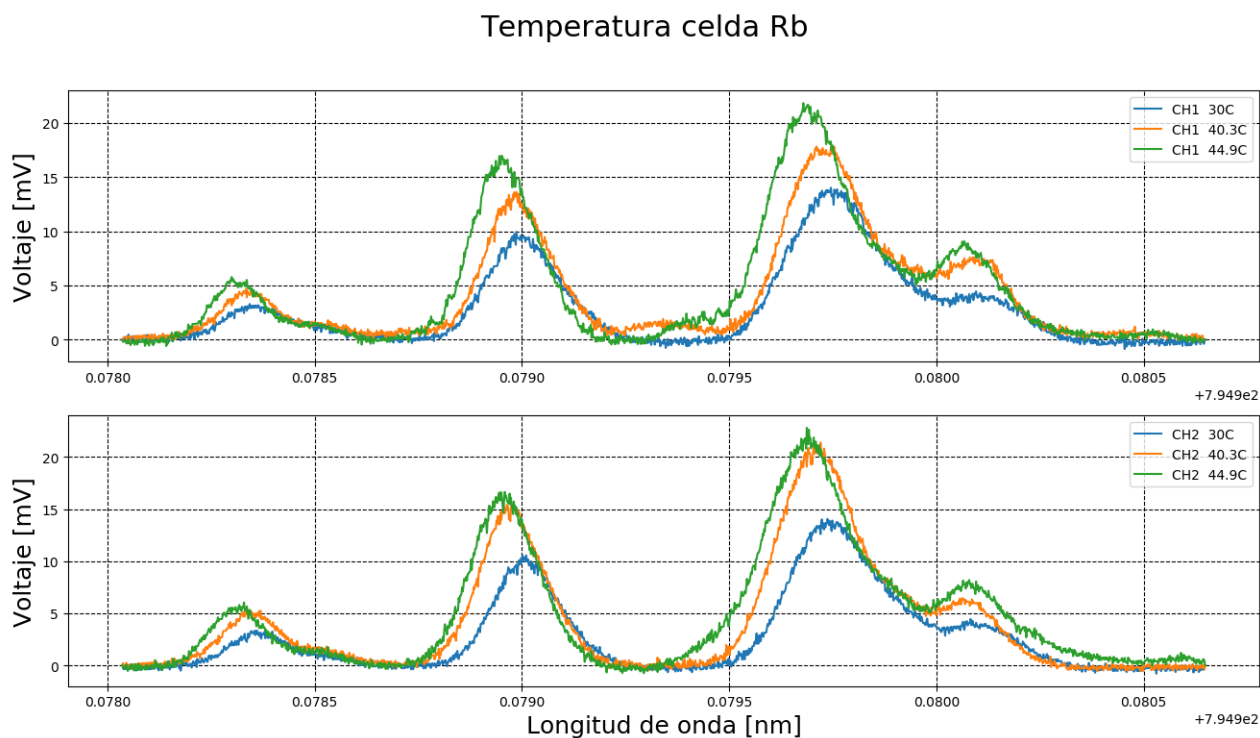


Figura 10: Mediciones de voltaje en función del tiempo de ambos canales para distintas temperaturas del Rb.

En la fig. 10 podemos ver que la intensidad de cada campana aumentó a medida que aumentaba la temperatura. Este fenómeno se atribuye a efectos de desorción en las paredes de la celda de Rb. Al calentarse, las paredes liberan parte del Rb adsorbido, haciendo que mayor cantidad de rubidio interactúe con el haz del láser, incrementando la intensidad de la campana de absorción. También se observa un corrimiento del patrón hacia la izquierda, lo cual no presenta mayores dificultades a la hora llevar a cabo el experimento si es que se trabaja a una temperatura fija del Rb. Para analizar el ensanchamiento por efecto Doppler, se trabajó sobre la campana secundaria del ^{85}Rb ya que la principal, al estar cerca de una de las de ^{87}Rb , no tiene una forma definida. En la fig. 11 se puede observar la campana secundaria del ^{85}Rb para una temperatura de la celda de 30C y su respectivo ajuste gaussiano. Este proceso se repitió para las demás temperaturas del barrido.

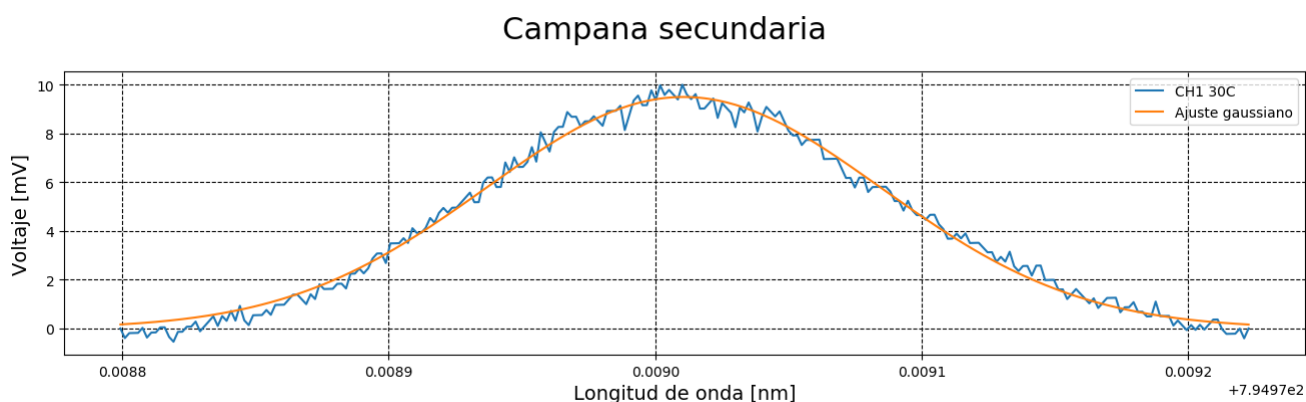


Figura 11: Campana de absorción para la transición desde el fundamental 2 del ^{85}Rb , para una temperatura de 30 C y ajuste Gaussiano.

Los datos del ancho altura mitad (FWHM) de cada campana con su temperatura correspondiente se ven en la tabla.1.

Temperatura (C)	FWHM (nm)
30.0 ± 0.1	0.00016 ± 0.00017
40.3 ± 0.1	0.00018 ± 0.00017
44.9 ± 0.1	0.00019 ± 0.00017

De aquí se puede observar que si bien el valor medio de los anchos de cada ajuste incrementa a medida que se calienta la celda, con la resolución de nuestro experimento no es posible distinguir estos intervalos de medición. Se necesitaría realizar un aumento más grande de la temperatura de la celda respecto al valor del ancho de la campana a temperatura ambiente para poder medir una variación apreciable.

3.3. Con campo magnético: barrido temperatura Rb

Al aplicarle un campo magnético externo a la celda de rubidio se varió nuevamente la temperatura del láser. Se observó que la temperatura óptima para analizar al espectro de absorción era de 23C. Se realizó nuevamente el barrido en temperatura de la celda de rubidio, datos con los que se confeccionó la fig.12.

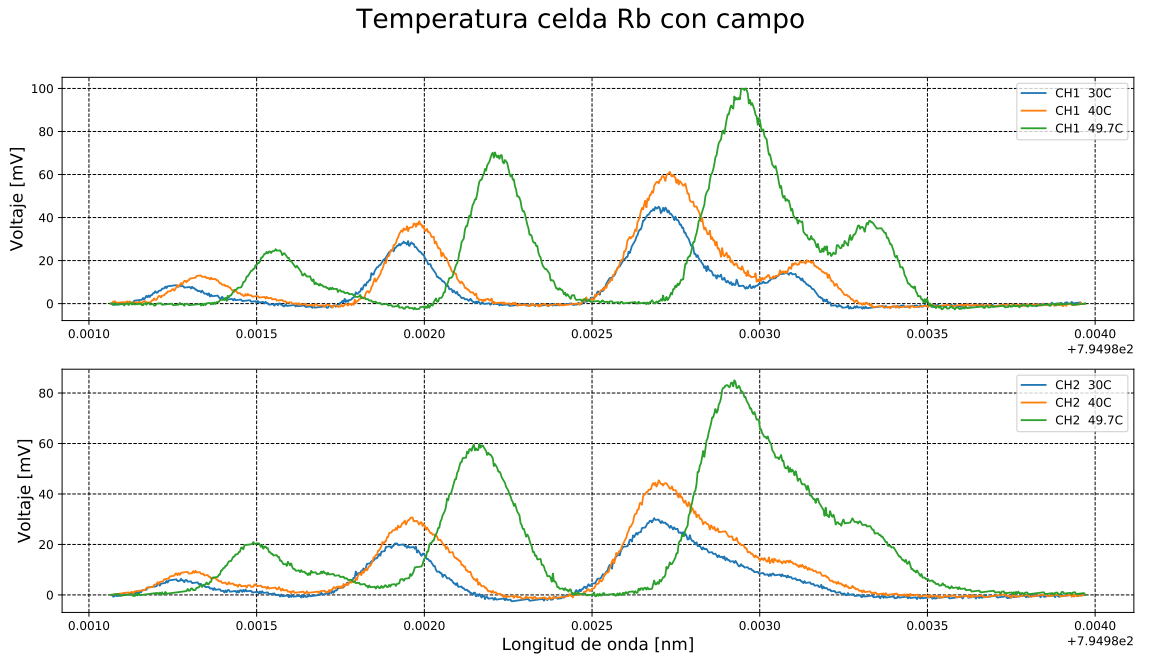


Figura 12: Mediciones de voltaje en función del tiempo de ambos canales para distintas temperaturas del Rb y campo magnético externo.

A partir del análisis de esta figura se puede observar que la señal con mayor amplitud de campana de absorción es la correspondiente a una temperatura de la celda de $T = (49,7 \pm 0,1)C$. También se aprecia un corrimiento en el centro de los picos pero, a diferencia de la señal sin campo, en este caso es hacia la derecha. Se cree que esto podría deberse a un error sistemático cometido al realizar las mediciones.

3.4. Obtención de señal DAVS

Uniando los dos canales del osciloscopio en un mismo gráfico, podemos ver que el espectro correspondiente a cada polarización de la luz se desplaza simétricamente respecto al punto máximo de la campana de absorción sin campo¹¹. Esto se debe a que el campo magnético interactúa con el momento asociado a cada una de las polarizaciones de la luz (circular a derecha y a izquierda). Estos resultados se exponen en la fig. 13.

¹¹Notar que se hablo de la campana, ya que sin campo, ambos canales no mostraban diferencias.

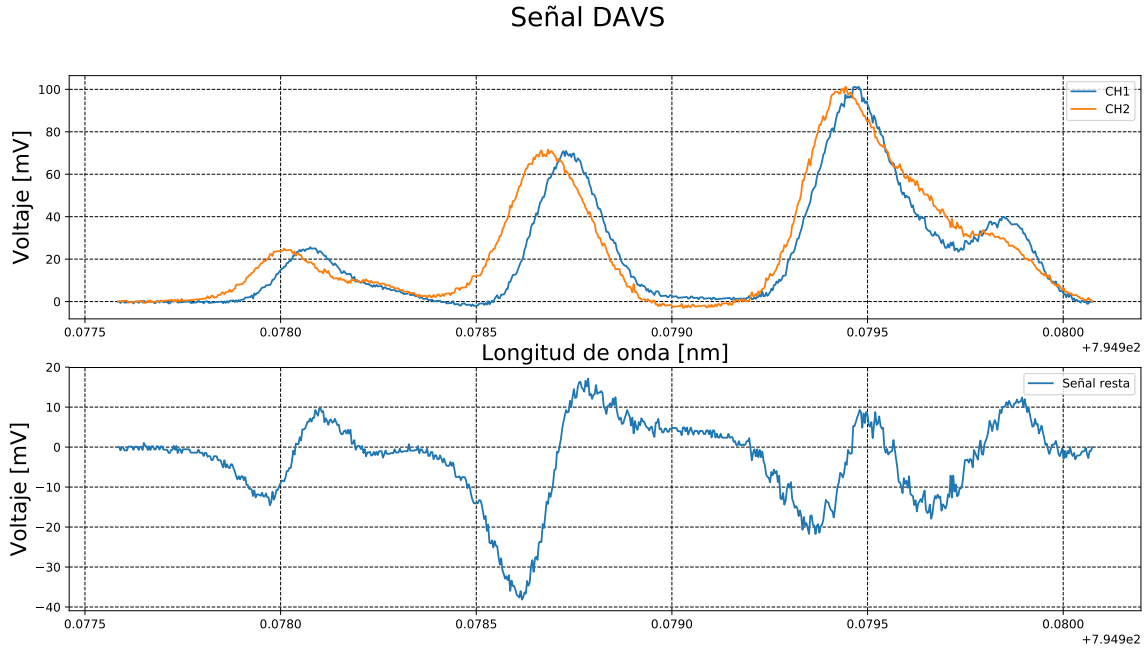


Figura 13: Arriba: señal DAVS correspondiente a la campana de absorción de cada canal del osciloscopio. Abajo: señal de absorción diferencial (resta de CH1 con CH2).

La señal de la fig.13 es lo que se denomina una señal DAVS ya que corresponde a un cambio de color (de longitud de onda) asociado a cada canal. A partir de este gráfico, restando el canal 2 al canal 1, se obtiene un patrón de absorción diferencial. Para realizar un lazo de control PID con el cual estabilizar la longitud de onda del láser, se debería *lockear* el láser a alguna frecuencia de referencia. Observando la fig. 13, tomamos como longitud de onda de referencia aquel punto que corresponde a la intersección de las campanas secundarias de ambos canales. En la fig. 14 se ve un acercamiento a esta parte de la señal.

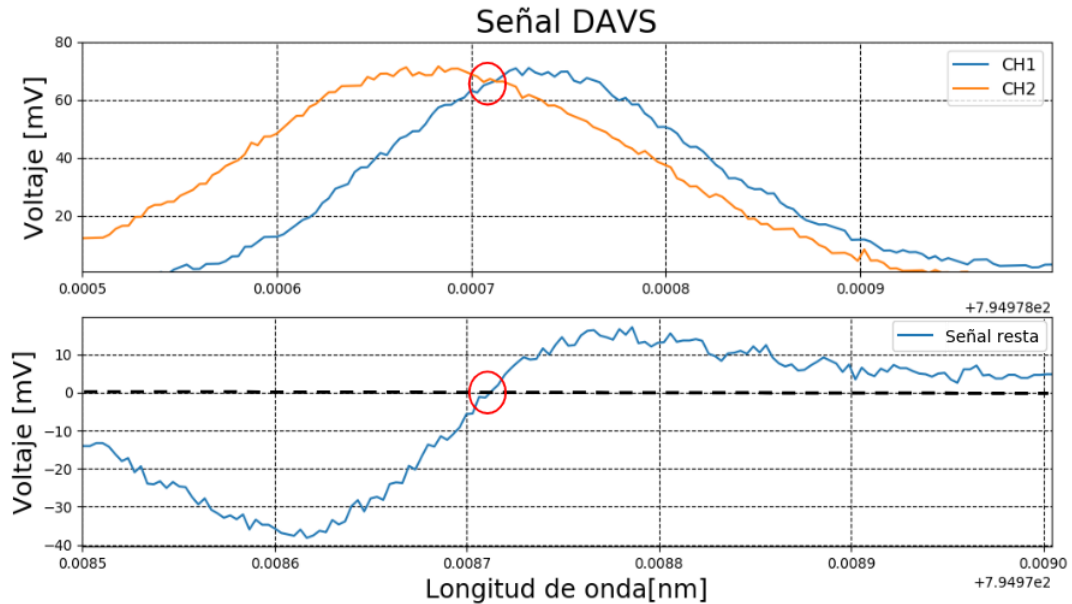


Figura 14: Acercamiento a la zona de la señal DAVS donde se podría realizar el *lock-in* de la frecuencia del láser.

Alrededor de este punto la señal diferencial pasa de tomar valores negativos a positivos, lo cual permite establecer un criterio a la hora de hacer el *lock-in* del láser. Junto a la función $\lambda(T)$ (ec. 6), esto provee de un método para controlar el sistema, dado que hace posible reaccionar a cambios de temperatura en el láser de modo que se logre **estabilizarlo a la longitud de onda deseada mediante el lazo PID.**

4. Conclusión

Se caracterizó la longitud de onda de emisión de un láser VCSEL en términos de la temperatura de su cavidad, hallando una función lineal $\lambda(T)$ que las relaciona en un régimen cercano a la línea de absorción del ^{85}Rb correspondiente a $\lambda = 794,9746\text{nm}$. Al variar la temperatura de la celda Rb se observó un corrimiento temporal del espectro de absorción. Si bien no se encontró una explicación a este fenómeno, el mismo no afecta al propósito del experimento. También se midió el ensanchamiento Doppler para el Rb a distintas temperaturas y se concluyó que las variaciones de temperatura eran muy pequeñas como para medir una diferencia apreciable del ancho altura mitad.

Se observó el efecto Zeeman al someter la celda de Rb a un campo magnético externo, viendo corrimientos en la longitud de onda de absorción para polarizaciones circulares a derecha e izquierda. Estos *shifts* se utilizaron para obtener una señal diferencial que permitiría estabilizar la frecuencia del láser mediante un lazo de control PID que reaccione a cambios de temperatura del mismo según el $\lambda(T)$ hallado.

Referencias

- [1] Mark Fox, Quantum Optics: an Introduction. Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics, (2006). Secciones 4.1 y 4.4.
- [2] R. Eisberg, *Fundamentos de la Física Moderna*, p. 117-120
- [3] D. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanincs*, p. 244-246
- [4] <http://vixarinc.com/wp-content/uploads/2017/06/795S-0000-x006-edited.pdf>
- [5] Liron Stern , Boris Desiatov , Ilya Goykhman & Uriel Levy, “*Nanoscale light-matter interactions in atomic cladding waveguides*”, Nature communications (2013)
- [6] D. A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, p. 17
- [7] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, p. 17
- [8] <https://www.thorlabs.com/drawings/a8cb8e1a1d8623b0-91E2B59E-FC0E-C8A8-A12BE976E690ACC9/ITC4001-Manual.pdf>
- [9] <http://materias.df.uba.ar/l5a2018c1/files/2018/02/SKDAV-Manual.pdf>
- [10] Corwin et. al. *Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor*, 1998
- [11] <https://www.thorlabs.com/drawings/a8cb8e1a1d8623b0-91E2B59E-FC0E-C8A8-A12BE976E690ACC9/TC200-Manual.pdf>
- [12] Manual de la serie Tektronix TBS1000B, p. 107