

ESTABILIZACIÓN EN FRECUENCIA DE LÁSERES SEMICONDUCTORES Y SU APLICACIÓN EN LA METROLOGÍA DE TIEMPO Y FRECUENCIA

Eduardo de Carlos López, J. Mauricio López Romero.
División de Tiempo y Frecuencia, CENAM
Km. 4.5 Carretera a los Cués, el Marqués Qro., C. P. 76900, México
Tel. (442) 211 05 43, fax (442) 215 39 04, edlopez@cenam.mx, jlopez@cenam.mx

Resumen: Las nuevas generaciones de patrones primarios de frecuencia operan con el apoyo de luz láser para materializar la definición del segundo. Los láseres semiconductores son una excelente alternativa para la producción de luz de muy alta calidad, debido a su costo y tamaño. Se presenta una de las técnicas más usadas en la estabilización de láseres semiconductores, la llamada espectroscopia de frecuencia modulada, cuya finalidad es la de generar las señales tipo dispersión que se emplean como señales de error en la estabilización de este tipo de láseres. Asimismo se muestran resultados experimentales del reloj atómico de Cesio, el CsOP-1.

1. INTRODUCCIÓN

El principio de operación de un patrón primario de frecuencia se basa en la espectroscopia hiperfina del átomo de Cesio 133 en su estado de mínima energía (estado base). Esta espectroscopia hiperfina se lleva a cabo en la región de las microondas del espectro electromagnético, alrededor de los 9.2 GHz [1].

De forma tradicional, los patrones primarios de frecuencia, o relojes atómicos de Cesio, hacen uso de un haz térmico de átomos de este elemento, en donde los átomos que se encuentran en el estado energético adecuado se seleccionan por medio de campos magnéticos inhomogéneos [2]. Debido a la temperatura a la que se realizan estos experimentos, solamente la mitad de los átomos que conforman al haz son aprovechados para realizar la espectroscopia hiperfina, eliminando el resto de ellos.

El advenimiento de los láseres tuvo como consecuencia un avance sustancial en el desempeño de estos relojes atómicos, ya que es posible bombear ópticamente a los átomos que no se encuentran en un nivel energético correcto al estado de energía apropiado y así aumentar el número de átomos utilizable en el experimento, obteniéndose una mejora en el cociente señal a ruido en las señales producidas.

En años recientes, los experimentos de enfriamiento de átomos neutros con luz [3] han dado lugar a las llamadas fuentes atómicas, las cuales constituyen a una nueva y mejorada generación de patrones primarios de frecuencia. Es así como los láseres

ocupan un lugar imprescindible en la metrología de tiempo y frecuencia contemporánea, siendo la generación de luz láser de alta calidad una actividad cotidiana en los laboratorios primarios de tiempo y frecuencia de todo el mundo.

Los láseres semiconductores representan una opción viable para la producción de este tipo de luz, debido a su bajo costo y fácil manejo en comparación con otros tipos de láseres. Sin embargo, la frecuencia de emisión de estos dispositivos es altamente dependiente de sus parámetros de operación, como la corriente de alimentación y la temperatura del semiconductor, por lo que estos dos parámetros deben ser cuidadosamente controlados si se requiere una estabilización de buena calidad.

En un patrón primario de frecuencia los diodos láser son estabilizados a las frecuencias ópticas de resonancia de los átomos de Cesio 133, apoyados en la llamada espectroscopia de saturación. Los espectros obtenidos con esta técnica son entonces procesados para generar las señales de error, o señales tipo dispersión, que son usados en su estabilización. Estos son los temas que se tratan en este trabajo. Se presentan las características de emisión típicas de un diodo láser de modo simple, tanto espaciales como espectrales. Se menciona de manera breve la técnica de espectroscopia de saturación y su uso en la generación de señales tipo dispersión utilizando la técnica de modulación en frecuencia. Se muestran algunos resultados experimentales utilizando vapor de Cesio 133, así como el espectro de Ramsey obtenido con el patrón de frecuencia de haz térmico con bombeo óptico, el CsOP-1.

2. CARACTERÍSTICAS DE EMISIÓN DE UN DIODO LÁSER

El espectro de emisión en un láser semiconductor depende de los elementos de fabricación, y de una manera particular de su cavidad resonante. En el caso de un láser semiconductor de modo simple, cuando éste es alimentado con baja corriente, el láser oscila teniendo varios modos longitudinales. Conforme la corriente de alimentación del láser se incrementa, un modo comienza a dominar sobre el resto, hasta que en un cierto nivel de corriente el espectro de emisión del láser contiene solo un modo y un ancho de línea mucho más angosto.

Una característica importante de los láseres semiconductores de modo simple es la aparición de discontinuidades en la frecuencia de emisión (*mode hopping*), esto es, existen discontinuidades entre bandas de longitud de onda, las cuales son continuas en un pequeño rango de frecuencia. En la figura 1 se observa una gráfica típica de la longitud de onda de emisión contra la corriente de alimentación en un láser de AlGaAs de modo simple. De manera similar la figura 2 muestra la dependencia de la longitud de onda de emisión respecto a la temperatura del semiconductor, a una corriente dada.

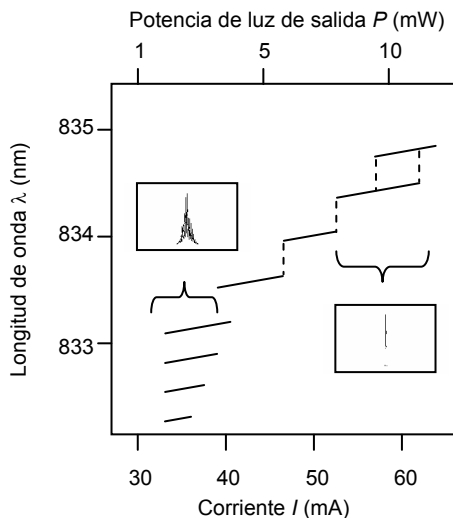


Fig. 1 Dependencia de la longitud de onda de emisión respecto a la corriente de alimentación en un láser semiconductor de AlGaAs.

En un diodo láser, las caras donde se realiza la emisión de luz generalmente son de forma rectangular, por lo que el haz emitido tiene una

sección transversal elíptica, mostrándose el fenómeno conocido como astigmatismo. Un típico patrón de emisión espacial de un láser semiconductor se muestra en la figura 3 para el caso de campos lejanos. Comúnmente el ancho angular (divergencia del haz) perpendicular al plano de la unión, $\theta_{\perp}$, tiene valores de 20° a 60° , mientras que los valores del ancho angular correspondiente a la dirección paralela al plano, $\theta_{\parallel}$, se encuentra entre 10° y 30° , siendo normalmente $\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$ [4].

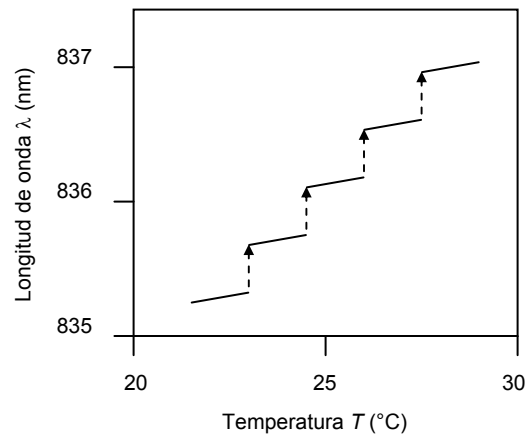


Fig. 2 Dependencia de la longitud de onda de emisión de un láser de AlGaAs respecto a la temperatura.

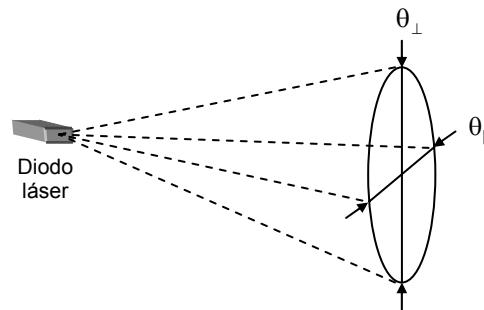


Fig. 3 Patrones de intensidad óptica para campo lejano de un diodo láser.

3. ESPECTROSCOPIA DE FRECUENCIA MODULADA EN CESIO 133

3.1. Espectroscopia de saturación

Dado que los átomos o moléculas que componen a los distintos gases se encuentran en continuo movimiento térmico, la radiación emitida o absorbida

por éstos tendrá un corrimiento en frecuencia debido al efecto Doppler. Los anchos de las formas de línea de los espectros que se obtienen son entonces aumentados por este efecto, dado que la frecuencia de la radiación emitida o absorbida depende de las velocidades atómicas o moleculares. Para el caso concreto de vapor de Cs 133 el ancho de los espectros así obtenidos es del orden de los GHz, en contraste con los anchos de línea naturales de las resonancias que son del orden de los MHz. Una manera de suprimir las consecuencias indeseables de este efecto es empleando la llamada espectroscopia de saturación [5]. En esta técnica se usan dos haces de luz superpuestos que se propagan en sentidos opuestos y con igual frecuencia angular ω muy cercana a la resonancia.

Usualmente existe una diferencia entre las intensidades de los haces, en donde el haz de mayor intensidad se le llama haz de saturación, mientras que el de menor potencia se le conoce como haz de prueba. La función del haz de saturación consiste en bombear ópticamente a los átomos a un estado energético en el cual no existe interacción con el haz de prueba, lográndose así un efecto de transparencia, es decir, hay un aumento en la intensidad de luz transmitida. Este efecto ocurre justamente en la vecindad de las frecuencias de resonancia, dando como resultado la aparición de picos (*lamb dips*) en el espectro, cuyos anchos de línea solo dependen del ancho natural de la transición, de la potencia del haz y del ancho de línea de emisión del propio láser. En la figura 4 se muestra un espectro típico obtenido con esta técnica. Este espectro corresponde a la transición $|6^2s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$ del Cs-133 (ver figura 5). Obsérvese que aparentemente hay el doble de transiciones. Debido a la geometría de la técnica, siempre aparecerá una resonancia ficticia (*crossover line*) por cada par de resonancias reales ubicada justamente en la frecuencia promedio de ambas transiciones reales. Todos estos picos aparecen montados sobre un pozo, el cual es conocido como pozo Doppler. En ausencia del haz de saturación, el espectro de resonancias solamente estaría formado por este pozo, cuyo ancho de línea es tan grande que oculta las transiciones hiperfinas.

El espectro mostrado en la figura 4 se obtuvo empleando un láser semiconductor tipo DBR, con una potencia máxima de 5 mW (YOKOGAWA, modelo YL85XTW), el cual emite a una longitud de

onda cercana a la línea D₂ del Cesio (aproximadamente 852 nm) asociada a la transición $|6^2s_{1/2}\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}\rangle$, con una dispersión en frecuencia de 1 MHz. La alimentación del diodo láser, así como la sección DBR, fue realizada con fuentes de corriente altamente estables, la estabilidad en corriente fue del orden de $\pm 1 \mu\text{A}$ por hora. Los valores de corriente nominales de trabajo para el diodo láser y para la sección DBR fluctuaron alrededor de los 40 mA y 20 mA, respectivamente.

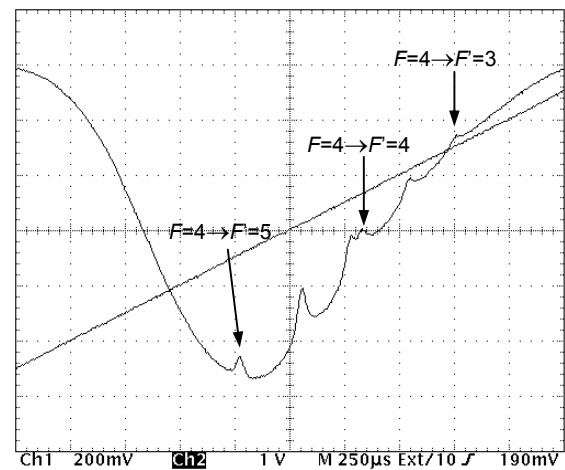


Fig. 4 Espectro de resonancia del Cs-133 utilizando espectroscopia de saturación.

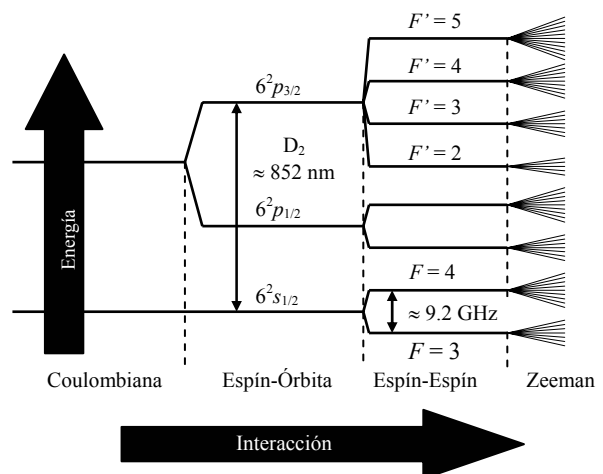


Fig. 5 Primeros Niveles de energía del átomo de Cesio 133.

Por otro lado, la temperatura del láser se mantuvo alrededor de la temperatura ambiente, de manera que se cumplieran las condiciones de resonancia

requeridas. Esto fue posible con la ayuda de un control PID y un elemento Peltier. Las variaciones en temperatura empleando este control fueron del orden de ± 1 mK por hora. Se moduló la frecuencia del láser semiconductor alrededor de las transiciones $|6^2s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$.

Lo anterior se logró modulando la corriente que alimenta a la sección DBR utilizando una señal periódica con forma de onda triangular con frecuencia de 100 Hz. Se empleó una ampolla cúbica con gas de Cs (1 cm $\times$ 3 cm $\times$ 1 cm) a una temperatura de 23 °C y una presión de vapor del orden de 10^{-6} torrs [6]. La potencia del haz de saturación y de prueba fueron de 80 μ W y 20 μ W, respectivamente, ambos con polarización lineal. Los diámetros de estos haces fueron de 1.5 mm. La parte más angosta de la ampolla se utilizó para hacer pasar los dos haces de luz. En la figura 6 se muestra el arreglo experimental con el cual se hicieron estas mediciones.

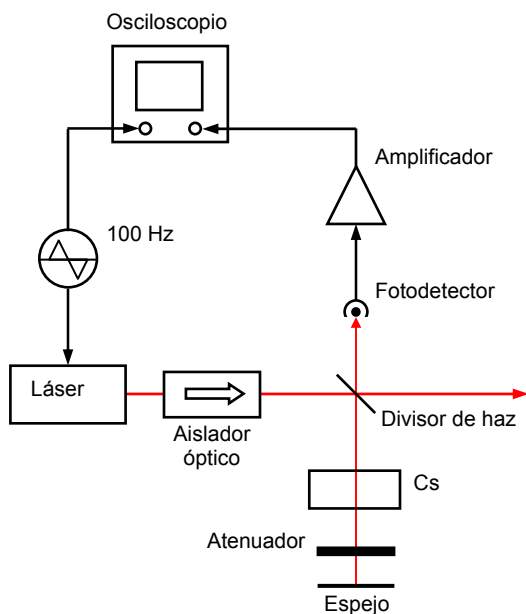


Fig. 6 Arreglo experimental empleado en la espectroscopia de saturación del Cs-133.

El espectro de la figura 4 es una imagen formada en un osciloscopio de la señal proveniente del fotodetector. Asimismo se muestra la señal triangular que se utilizó para la modulación en frecuencia del láser DBR. La pendiente positiva de la señal triangular indica un aumento en la corriente de alimentación de la sección DBR, lo que implica un aumento en la longitud de onda en la emisión del láser. Por lo tanto los picos que aparecen a la

izquierda en el pozo Doppler pertenecen a las transiciones más energéticas, mientras que los que aparecen a la derecha corresponden a las transiciones de menor energía.

3.2. Espectroscopia de FM

Para estabilizar un láser semiconductor a una transición atómica es necesario emplear un lazo de amarre electrónico que obligue al láser a emitir en la frecuencia de resonancia. Este lazo de amarre debe utilizar una señal que contenga información acerca de esta frecuencia de resonancia. Las señales similares a la mostrada en la figura 4 son usadas para este fin. Los circuitos electrónicos obligan al láser a emitir en la frecuencia donde se localiza el máximo de uno de los picos que se presentan en el espectro de resonancias. Estos máximos se localizan auxiliándose de la derivada de los espectros, conocida también como señal tipo dispersión (*dispersion-like signal*) la cual es empleada como señal de error en el lazo de amarre. En la figura 7 se exhibe un arreglo experimental para obtener este tipo de señales utilizando la técnica de espectroscopia de saturación en vapor de Cs-133 y modulación en frecuencia del láser. A continuación se describe este método.

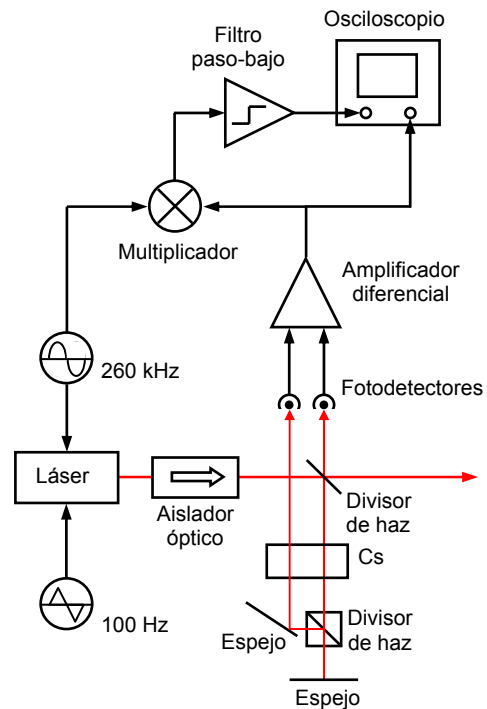


Fig. 7 Diagrama esquemático del experimento de espectroscopia de frecuencia modulada del Cesio 133.

Sea $S(\omega)$ la señal obtenida en el detector mostrado en el arreglo de la figura 7. Si la frecuencia del láser $\omega(t)$ se modula ligeramente alrededor de una frecuencia ω' , de modo que:

$$\omega(t) = \omega' + A_\omega \sin(\omega_m t), \quad (1)$$

y si la amplitud de modulación A_ω cumple con la condición de ser mucho menor que el ancho de línea de la transición atómica, entonces la intensidad transmitida $S(\omega)$ es, aproximadamente:

$$S(t) = S(\omega') + \frac{d}{d\omega} S(\omega)|_{\omega=\omega'} A_\omega \sin(\omega_m t), \quad (2)$$

Si la señal $S(t)$ se multiplica por la señal modulante $\sin(\omega_m t)$, y si se emplea un filtro paso-bajo para eliminar todos los términos dependientes del tiempo, se obtiene:

$$\text{Paso_bajo}[S(t) \sin(\omega_m t)] = \frac{A_\omega}{2} \frac{d}{d\omega} S(\omega)|_{\omega=\omega'}, \quad (4)$$

que es la señal de error con la cual se estabiliza el láser.

Las condiciones de la ampolla de Cesio fueron las mismas que las descritas en la sección 3.1. En esta ocasión las potencias de los haces de saturación y prueba fueron, respectivamente 300 μW y 75 μW . Este aumento de potencia se llevó a cabo con el fin de obtener un mejor cociente señal a ruido en la señal tipo dispersión. La modulación de alta frecuencia en el láser (ecuación 1) se realizó suministrando una señal senoidal de 260 KHz directamente a una entrada del láser (*phase control*). La modulación de baja frecuencia se hizo de la misma manera que la descrita en la sección 3.1. Los resultados obtenidos usando esta técnica se pueden observar en la figura 8. Estas imágenes corresponden al espectro de las transiciones $|6^2 s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$. En este arreglo experimental el pozo Doppler es substraído del espectro original (figura 4) con el objeto de minimizar el error sistemático que se produce al ubicar los máximos de los picos (*Lamb dips*). De esta manera se obtiene un espectro que carece de pozo Doppler, tal como se muestra en la figura 8b.

Nótese que el pico correspondiente a la transición $|6^2 s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=4\rangle$, y el pico adicional (*crossover line*) que está próximo a él,

están parcialmente traslapados. El traslapamiento de estos picos observados en este experimento, pero ausente en el experimento descrito en la sección 3.1, es el resultado de un aumento en el ancho de línea de las transiciones, debido a un incremento en la potencia de los haces de luz. Además de lo anterior, la modulación en frecuencia presente en el láser, que se emplea para la generación de la señal tipo dispersión, induce un crecimiento en la dispersión en frecuencia de los haces de luz y por consiguiente contribuye al aumento en el ancho de línea de los espectros.

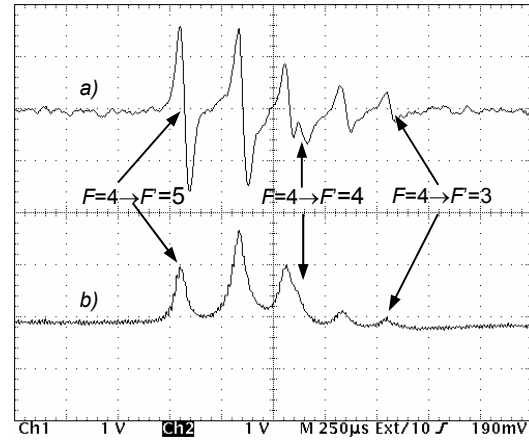


Fig. 8 Resultados experimentales de la espectroscopia de FM en Cesio 133.

4. ESPECTRO DE RAMSEY EN EL CsOP-1

En la figura 9 se presenta un esquema de las partes básicas del reloj de Cesio de haz térmico con bombeo óptico que se encuentra en la División de Tiempo y Frecuencia del CENAM, denominado CsOP-1. El haz térmico de átomos de Cesio se produce por medio de un horno y un colimador que operan a una temperatura del orden de 100 °C. Este haz de átomos cruza una región en la cual hay interacción con un haz láser, cuya frecuencia se encuentra estabilizada a la transición $|6^2 s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=3\rangle$. La función de este láser es la de bombear a los átomos al estado $|6^2 s_{1/2}, F=3\rangle$ y prepararlos así para su interacción con las microondas en la cavidad de Ramsey. Una vez que los átomos atraviesan la cavidad son detectados en una tercera región en donde ahora interaccionan con un láser que se encuentra sintonizado a la transición cíclica $|6^2 s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=5\rangle$.

La luz dispersada por los átomos es entonces detectada y amplificada, obteniéndose de esta manera el espectro de Ramsey, que de forma análoga al caso de los espectros ópticos, es utilizada para la estabilización de las microondas. La figura 10 muestra el patrón de Ramsey obtenido con el CsOP-1 con un campo magnético del orden de $7 \mu\text{T}$ [7].

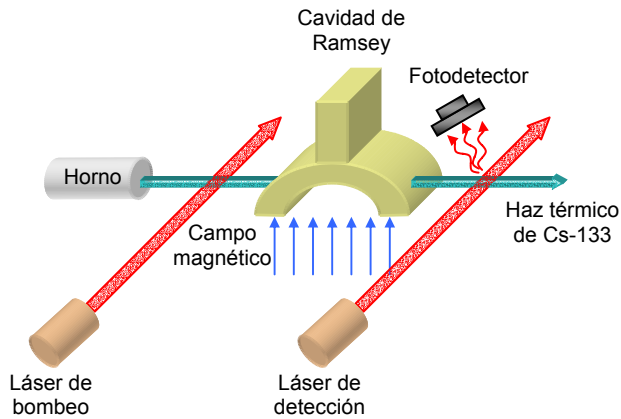


Fig. 9 Componentes básicos que forman al reloj atómico de Cesio CsOP-1.

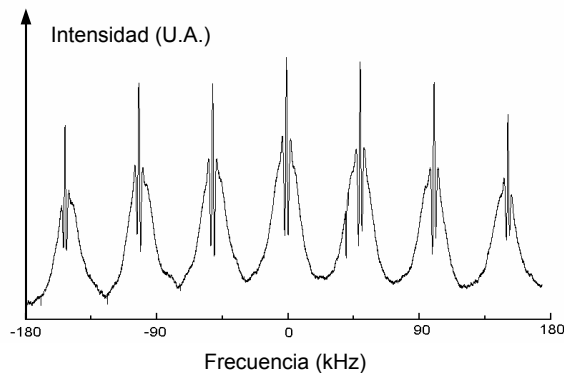


Fig. 10 Espectro de Ramsey obtenido con el reloj atómico de Cesio CsOP-1.

5. CONCLUSIONES

Los láseres semiconductores constituyen una alternativa viable para la producción de luz láser de muy alta calidad. Debido a su constitución misma, la emisión espectral de estos láseres es sumamente sensible a la corriente de alimentación así como a los cambios de temperatura. Por ello es necesario

contar con un excelente control de estos parámetros como condición para buscar una buena estabilización en frecuencia, utilizándose en conjunto con las referencias de frecuencia externas al propio láser, como lo son las transiciones atómicas. Los experimentos que se realizan en el ámbito de la metrología de tiempo y frecuencia utilizan láseres estabilizados a estas transiciones atómicas, en particular a las transiciones del Cesio 133. Dado que la espectroscopia se realiza en un medio gaseoso a una cierta temperatura, los espectros producidos están ensanchados por el efecto Doppler, ocultando las transiciones atómicas. La espectroscopia de saturación es una técnica que tiene la virtud de evitar el ocultamiento de las transiciones debido a este efecto. Los espectros así obtenidos son usados a la par de una modulación en la frecuencia del láser para generar las señales tipo dispersión, las cuales son empleadas como señales de error en la estabilización en frecuencia de los láseres semiconductores.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al CENAM por su apoyo.

REFERENCIAS

- [1] 13ª Conferencia General de Pesas y Medidas, 1967.
- [2] N. F. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford University Press, UK, 1990).
- [3] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clarion, S. Guellati, *Laser Cooling of Cesium Atoms below 3 μK* , *Europhysics Letters*, Vol. 12, No. 8, 1990, 683.
- [4] N. Ogasawara, R. Ito, *Laser, Semiconductor, The Optics Encyclopedia*, Vol. 2 (Wiley-VCH, Berlin, 2003).
- [5] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Complete Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line*, *Physical Review Letters*, Vol. 26, 1971, 946.
- [6] D. A. Steck, *Cesium D Line Data*, The University of Texas at Austin, 1993, <<http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata>>, 2003.
- [7] M. López, I. Domínguez, E. de Carlos, *Corrección de efectos sistemáticos por campo magnético en el patrón primario de frecuencia de bombeo óptico del CENAM*, *Superficies y Vacío*, Vol. 11, 2000, 88.