

## Desarrollo de patrones de frecuencia en el IR basados en láseres de diodo

### Development of IR frequency standards based on laser diodes

Juan Galindo-Santos<sup>(1,\*), Mercedes Alcón-Camas<sup>(2), Ana Carrasco-Sanz<sup>(3,S),</sup>  
Sonia Martín-López<sup>(1), Pedro Corredera<sup>(1,S)</sup></sup></sup></sup>

1. Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, 28006 Madrid, Spain.

2. Departamento de Tecnología Fotónica, ETSI Telecomunicación, UPM, Madrid, Spain

3. Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias, Universidad de Granada, 18071, Granada, Spain.

(\*) Email: [jfgalindo@io.cfmac.csic.es](mailto:jfgalindo@io.cfmac.csic.es)

S: miembro de SEDOPTICA / SEDOPTICA member

Recibido / Received: 24/10/2011. Revisado / Revised: 20/02/2011. Aceptado / Accepted: 21/02/2012.

#### RESUMEN:

Los peines ópticos han aumentando hasta niveles casi impensables la precisión de la medida de frecuencias láser en el rango óptico. Sin embargo esta técnica requiere que los láseres a medir sean muy estrechos y muy estables para alcanzar dichos niveles. En este trabajo se presentan las primeras medidas realizadas con el peine de frecuencias del IO en el rango de 1550 nm. Estas medidas se centran en la estabilidad y anchura de línea de un láser y la medida de la frecuencia absoluta. Con estos resultados se han calibrado dos medidores de longitud de onda propios para su uso en las comunicaciones ópticas. Además, se presenta la estabilización de un diodo láser en la absorción del Rb atómico en la región espectral de 780 nm, el cual se pretende usar como patrón de calibración de medidores de longitud de onda en estas frecuencias y como láser de referencia para la comparación de relojes ópticos y de peines de frecuencia.

**Palabras clave:** Peine Óptico de Frecuencias, Láser Estabilizado, Patrón de Frecuencias.

#### ABSTRACT:

Optical frequency combs have extremely high measurement accuracy for laser frequencies in the optics range, up to an order of approximately  $\sim 10^{-11}$ . However, this technique requires narrow linewidth and frequency stable laser sources. The first set of measurement results we carried out were with an optical frequency comb in the 1550 nm range. These measurements are focused on the frequency stability, linewidth of the laser source and the absolute value of the optical frequency. Two wavemeters for optical communications were calibrated using the previous results. Furthermore, the stabilization of a laser diode in the Rb atomic absorption at 780 nm is presented. This source is expected to be used as calibration standard for wavemeters and as reference laser for optical clocks and frequency combs comparison.

**Key words:** Optical Frequency Comb, Stable Laser, Frequency Standards.

#### REFERENCIAS Y ENLACES / REFERENCES AND LINKS

- [1]. S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102–5105 (2000).
- [2]. R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy", *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264–2267 (2000).
- [3]. J. Reichert, R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, "Measuring the frequency of light with mode-locked lasers", *Opt. Commun.* **172**, 59–68 (1999).

- [4]. S. T. Cundiff, J. Ye, "Colloquium: Femtosecond optical frequency combs", *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325–342 (2003).
- [5]. B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, J. W. Nicholson, M. F. Yan, C. G. Jørgensen, "Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared", *Opt. Lett.* **29**, 250–252 (2004).
- [6]. Key comparisons BIPM.L-K11 and APMP.L-K11. The BIPM key comparison database, August 2007.
- [7]. A. Carrasco-Sanz, *Generación de Frecuencias de Referencia para la Calibración de Sistemas WDM en Comunicaciones Ópticas*, PhD Thesis. Universidad de Granada (2007).
- [8]. R. Hui, M. O'Sullivan, *Fiber Optics Measurements Techniques*, Elsevier Academic Press, Burlington, MA, USA (2009).
- [9]. D. A. Steck, "Rubidium 85 D Line Data", <http://steck.us/alkalidata> (revision 0.01, 2 May 2008)
- [10]. D. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data", <http://steck.us/alkalidata> (revision 1.6 October 2003)
- [11]. J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006)

## 1. Introducción

La invención de los peines de frecuencia ópticos auto-referenciados [1,2] ha marcado un punto de inflexión en la medida de las frecuencias ópticas. Un peine de frecuencias ópticas auto-referenciado (en adelante femtocomb) es un tren de pulsos generado en un láser de modo anclado (*mode locked laser*) en régimen de femtosegundos (fs) que puede verse como un peine de modos equi-separados en frecuencia [3]. Esta regla de medida de frecuencias se define de forma unívoca con dos parámetros: la frecuencia de repetición del pulso,  $f_{rep}$ , que corresponde al espaciado de las líneas del peine y la frecuencia de desfase entre la envolvente y la portadora (*carrier envelope offset frequency*) (CEO),  $f_{CEO}$ , que corresponde al desplazamiento respecto de la frecuencia cero del peine [4]. La  $f_{CEO}$  se produce por desajustes de la fase de la envolvente del campo eléctrico en los diferentes pasos por la cavidad que genera el pulso. Ambas frecuencias,  $f_{rep}$  y  $f_{CEO}$ , se encuentran entre las frecuencias de radio (GHz) que pueden estabilizarse y medirse con equipos de radiofrecuencia comerciales.

La medida de la frecuencia de un láser mediante un femtocomb se realiza batiendo la frecuencia del láser desconocido con el modo del peine más próximo ( $f_x$ ). La frecuencia del láser a medir se expresa como:

$$\nu_{laser} = n f_{rep} + f_{CEO} + f_x, \quad (1)$$

donde  $n$  es el número de picos del peine contados desde la frecuencia cero.

Los peines de frecuencia disponibles para este tipo de medidas se basan en láseres de Ti:Zafiro y más recientemente en láseres mode locked de fibras dopadas con Er (Erbio) o Yb (Yterbio) [5]. Los láseres en fibras permiten operar continuamente durante semanas, por lo que son unos buenos candidatos en medidas de larga estabilidad con relojes ópticos. Además, estos láseres permiten usar componentes propios de las comunicaciones ópticas, y abren la posibilidad de comparar relojes usando las redes de fibra óptica.

Las incertidumbres y los errores de medida de la frecuencia láser con esta técnica provienen de los contadores de frecuencia y los equipos de medida de microondas. Los valores de incertidumbre en la medida de frecuencias están en el orden de los kHz o decenas de Hz (en las frecuencias visibles), esto implica incertidumbres relativas de  $10^{-13}$  a  $10^{-15}$ . La medida de láseres usando técnicas interferométricas se encuentran en valores de  $10^{-11}$  para el visible [6] y de  $10^{-7}$  en el caso de los medidores de longitud de onda en el IR [7]. La técnica de medida con el peine de frecuencias requiere que los láseres que vayan a ser medidos sean muy estables y muy estrechos a largos intervalos de tiempo, para introducir los mínimos errores en la caracterización.

El Instituto de Óptica (IO) del CSIC dispone de una escala de medida de láseres de diodo y de medidores de longitud de onda basada en la estabilización de éstos en absorciones naturales de diferentes especies químicas ( $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  en 1550 nm,  $^{12}\text{CH}_4$  en 1300 nm) con incertidumbre de 3 pm ( $2 \times 10^{-6}$ , incertidumbre relativa) en todo el



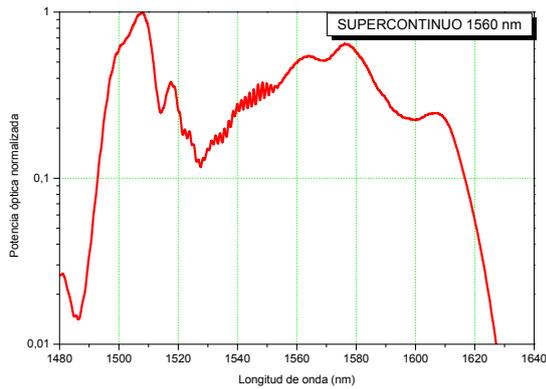


Fig. 2: Espectro de potencia del supercontinuo a la salida de uno de los amplificadores de Er.

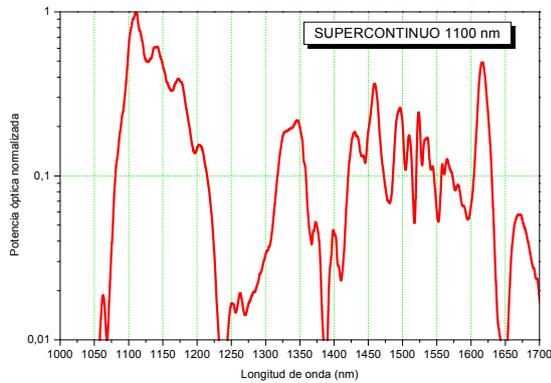


Fig. 3: Espectro de emisión del supercontinuo usado en la estabilización de la  $f_{CEO}$ .

Estos dos amplificadores tienen como salida un pequeño peine de frecuencias (supercontinuo) centrado en 1560 nm que varía su espectro dependiendo de la potencia de emisión de los láseres de bombeo del amplificador de Er. La Fig. 2 muestra un espectro medido de este supercontinuo con un analizador de espectros ópticos (OSA) ANRITSU MS9710C, con resolución de 50 pm, que se extiende desde 1500 nm a 1610 nm. El ancho de pulso medido a la salida del amplificador es de 84 fs.

La salida de uno de los amplificadores se utiliza para la estabilización del peine y el control de la  $f_{CEO}$  (Amp.1 en Fig. 1). Para ello se introduce la salida en una fibra de alta no linealidad (HNL) con dispersión nula en la longitud de onda de 1550 nm, consiguiéndose un supercontinuo en el IR de potencia total media de 125 mW y espectro sintonizable entre 1000 y 2200 nm [11]. El espectro de este supercontinuo

se controla manualmente cambiando la relación de potencia insertada en la fibra no lineal. La Fig. 3 muestra el espectro del supercontinuo (la anchura de pulso conseguida es de 130 fs) medida con el OSA. Una parte importante de nuestra señal de supercontinuo se encuentra en la región espectral de 2200 nm y tiene un papel fundamental en la estabilización de nuestro sistema. Esta región espectral no puede verse con los analizadores de espectro óptico habituales en telecomunicaciones debido al límite espectral impuesto por los detectores usados.

El peine generado por el oscilador no es estable de forma natural, ya que la frecuencia de repetición y la frecuencia  $f_{CEO}$  pueden variar de forma continua con las condiciones del laboratorio y las potencias de emisión de los láseres usados. Para utilizar el peine en metrología de frecuencias es necesario estabilizar estas dos frecuencias anclándolas a una referencia de microondas. En nuestro montaje experimental esta referencia se obtiene de un reloj de Rb Timetech (modelo RefGen 10491) anclado por GPS a la referencia internacional. Este reloj actúa de referencia para todos los elementos de radiofrecuencia que se usan en el sistema: contadores de frecuencia, generadores de microondas, etc...

El control de la frecuencia de repetición del femtocomb se realiza mediante un generador de señales (HP8656) que nos permite variar ésta con resolución de 10 KHz entre 98 y 102 MHz (esta frecuencia se mide con un contador de frecuencias HP 53131A). La estabilización de la frecuencia de repetición se consigue midiendo la diferencia de fase de la frecuencia procedente del oscilador láser con la establecida por el generador de microondas, e introduciendo ésta en un bucle de realimentación que la mantiene en un valor de cero. Para conseguir esta estabilización, tanto la señal proveniente del oscilador como la señal de referencia del generador se introducen en el módulo de detector de fase (PHD110 Toptica). La salida de este módulo es llevada a la entrada de un módulo de reguladores PID (PID110 Toptica) los cuales ejecutan el bucle de realimentación, enviando la señal obtenida a una serie de piezoeléctricos encargados de controlar la

longitud de la cavidad. El módulo de reguladores PID (*Proportional-Integral-Derivative*) presenta una salida BNC que nos permite ver la señal de error del bucle (fase residual de las dos frecuencias comparadas). Esta señal se mide y se registra consiguiéndose mantener en valores inferiores a 500 fs.

Para la estabilización y medida de la frecuencia  $f_{CEO}$  usamos el supercontinuo generado en el amplificador 1 (Supercontinuo de la Fig. 3) ajustado a máxima potencia y menor ancho de pulso posible, que nos garantiza que se genera luz en las regiones de 1050 y 2100 nm (nuestro mejor valor conseguido es de 130 fs). Este supercontinuo se bate en un interferómetro no lineal  $f-2f$  [4], que permite la detección de la frecuencia de offset. Este interferómetro está diseñado con un único brazo y mediante un cristal no lineal (PPLN) la parte del supercontinuo de frecuencias más bajas 2100 nm ( $\sim 142,7$  THz, definidas como  $f_n = nf_{rep} + f_{CEO}$ ), se dobla y se compara con las frecuencias de supercontinuo en la región de 1050 nm (285,4 THz, que corresponden a  $f'_n = 2nf_{rep} + f_{CEO}$ ), en un detector de InGaAs (DXD200 MenloSystem). La salida del detector es la diferencia entre las dos frecuencias  $2(nf_{rep} + f_{CEO}) - (2nf_{rep} + f_{CEO}) = f_{CEO}$ . Esta señal del detector de InGaAs es amplificada y controlada con un módulo electrónico de control de offset (OFD100 MenloSystem) y un módulo de anclado (PIC201 MenloSystem) que controla en el oscilador la fase modulando la potencia de salida del láser de bombeo. Con este sistema se logra que la  $f_{CEO}$  se mantenga de forma intencionada en una frecuencia de 20 MHz con variaciones máximas de 3 Hz. Este proceso se ha ilustrado de forma gráfica en la Fig. 4. La frecuencia de 20 MHz se ha seleccionado como más idónea por separarla de la frecuencia de referencia del reloj (10 MHz) y de la frecuencia de medida de los láseres que como veremos es de 30 MHz.

Para la medida de una frecuencia láser cualquiera con este sistema se requiere disponer de una porción de peine de frecuencias generado por nuestro oscilador en la región espectral de emisión del láser y un detector adecuado a esa misma región. Por ejemplo, en la medida de un láser en la región de 1550 nm tomamos la salida

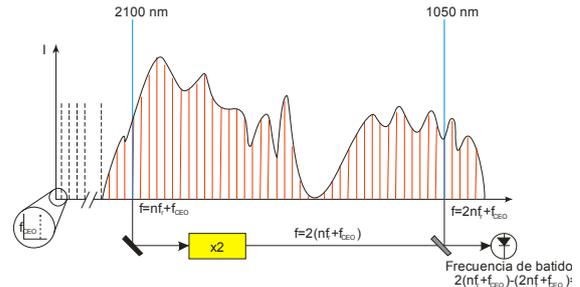


Fig. 4: Ilustración del método control de la  $f_{CEO}$ .

del amplificador 2 (supercontinuo de la Fig. 2), y en la unidad de batido (ver Fig. 1) se consigue la frecuencia diferencia entre el láser a medir y cualquiera de los picos de nuestro peine de frecuencias. La unidad óptica de batido consta de tres láminas media onda, un cubo divisor de haz, una red de difracción, un detector y los espejos necesarios. Esta unidad de batido debe configurarse con los elementos adecuados para la región espectral en que se va a medir los láseres. Actualmente en el IO esta unidad está configurada para trabajar en el IR cercano entre 1200 y 1700 nm, por tener las láminas media onda propias para esta región, el detector de InGaAs y disponer de un polarizador en la región de 1000 a 2000 nm. La función de las láminas es conseguir que las polarizaciones de los haces del femtocomb y del láser a medir sean paralelas de forma que se consiga un batido limpio. La Fig. 5 muestra el espectro que se obtiene a la salida del detector de InGaAs de la unidad de batido. En ella se ven los modos propios del peine y las frecuencias de batido del láser con ellos.

Todas las frecuencias que son necesarias conocer para la definición de la frecuencia de emisión de un láser ( $f_{rep}$ ,  $f_{CEO}$  y  $f_x$ ) son medidas mediante contadores de frecuencia (FXM50 MenloSystem) de resolución 0,1 Hz. Intencionadamente la  $f_{rep}$  se encuentra en aproximadamente 100 MHz, la  $f_{CEO}$  en 20 MHz y la  $f_x$  entre 26 y 34 MHz, y para ello en todas se han introducido los filtros electrónicos adecuados. Para conseguir que  $f_x$  se encuentre alrededor de 30 MHz se desplaza la  $f_{rep}$ , mediante el generador de frecuencias.

Finalmente se requiere el conocimiento del modo ( $n$ ) de nuestro peine que se bate con el láser a medir para aplicar la Ec. (1). Este valor puede obtenerse a partir de un conocimiento

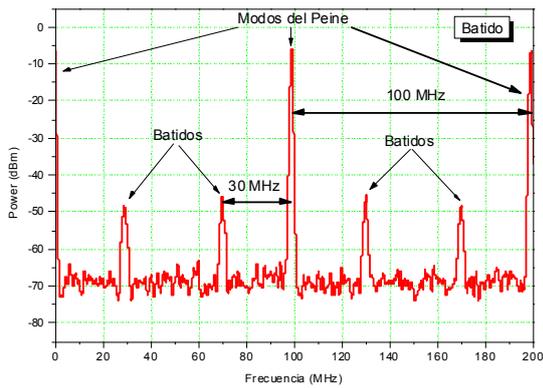


Fig. 5: Espectro medido en el ESA del oscilador láser en mode-locked, y del batido del láser a medir.

previo de la longitud de onda de emisión del láser con resolución e incertidumbre menor de 30 MHz o mediante consecutivas medidas de la longitud de onda del láser para valores  $f_{rep}$  muy próximas, haciendo que el láser se bata con  $n$ ,  $n+1$  y  $n+2$ .

Con la configuración actual de nuestro peine de frecuencias, nuestro trabajo se ha centrado en la medida de las frecuencias de los láseres disponibles en el laboratorio, y su aplicación en la calibración de medidores de longitud de onda en la región de 1550 nm.

### 3. Medida de la frecuencia de emisión de láseres en la región de 1550 nm

Para la medida de la frecuencia de un láser, con el presente sistema, se requiere que los láseres a medir sean estrechos y estables. Para ello nos hemos volcado en la medida de estas características (estabilidad y ancho de línea) en los láseres de diodo propios de telecomunicaciones disponibles en el laboratorio. El límite de precisión en la medida de la frecuencia de la fuente está dado por el ancho de línea de emisión del láser.[7] Todos los láseres de ancho de línea mayores de 60 MHz, no mejoran la escala ya definida en el laboratorio.

La medida de la estabilidad y el ancho de línea de los láseres se puede realizar con ayuda del peine de frecuencia, adquiriendo la frecuencia de batido del láser con el peine en un analizador de espectros eléctrico (ESA) durante el periodo de tiempo deseado, y estudiando el

ancho de la frecuencia de batido con el modo del peine en el ESA.

La anchura de línea de un láser de diodo depende de la fabricación del mismo, siendo en principio los láseres DFB (*Distributed Feedback Laser*) y los láseres de cavidad externa los de ancho de línea menor.

Con las características de los fabricantes y los láseres disponibles en el laboratorio los láseres sintonizables de cavidad externa (Photonics Tunic Plus L 3642HE-L y Photonics Nanotunics 3645HE15) son los más adecuados por tener anchos de línea de alrededor de 150 kHz. Sin embargo estos dos láseres no son aptos para nuestro propósito por tener, el primero un sistema de control del salto de modo (*mode hopping*) que hace que la frecuencia de emisión se mueva continuamente, y el segundo, por no estar estabilizado térmicamente por lo que la estabilidad de emisión no es inferior a 30 MHz.

De entre los otros láseres disponibles los más aptos para este propósito son DFB controlados en potencia y temperatura eléctricamente. La estabilidad de los DFB dependerá de la bondad de la fuente de alimentación usada. Para probarlos se ha usado una fuente ILX (modelo LDC-3724B) ultra-estable en potencia y temperatura.

La estabilidad de la medida de los láseres se realizó batiendo cada uno de los láseres con el peine estabilizado. De la medida relativa de la frecuencia de batido se obtiene la estabilidad del láser. En la Fig. 6 se muestra la señal de batido observada en el ESA. Esta señal está filtrada por un filtro paso banda centrado en 30 MHz y de anchura 10 MHz, y el pico del batido se mide con uno de los contadores de frecuencia. En la Fig. 7 se muestra la variación de la frecuencia del láser QPhotonics a lo largo de 10 minutos. Se considera 10 minutos el tiempo necesario para las aplicaciones de estos láseres en la calibración de medidores de longitud de onda. El valor medio de la frecuencia de batido medida es de 29.62 MHz con una desviación estándar de 2.49 MHz. En la Fig. 7 se ven claramente unos saltos de la frecuencia del láser (de 6 MHz) debidos a cambios en la corriente de alimentación del láser o en la corriente de estabilización de la

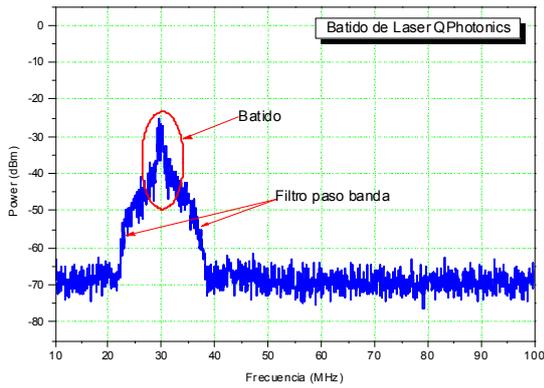


Fig. 6: Batido del láser QPhotonics con el peine.

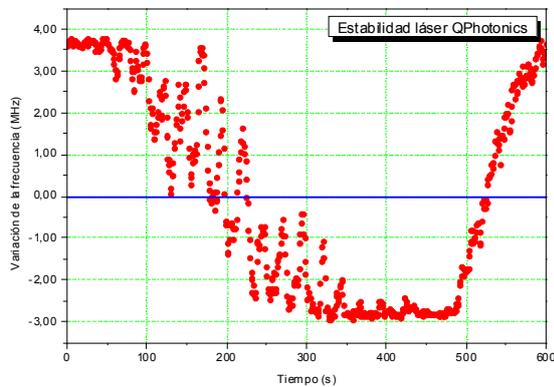


Fig. 7: Estabilidad del láser QPhotonics.

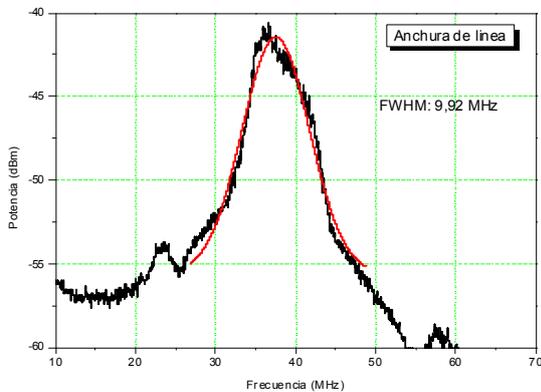


Fig. 8: Anchura de línea del láser QPhotonics.

temperatura, realizadas por la fuente ILX. Estos saltos aparecen siempre en las medidas cuando se utilice este tipo de estabilización y con esta fuente de alimentación independientemente del tipo de láser que se utilice.

Para la medida del ancho de línea de los láseres, usamos la detección heterodina coherente entre el láser que se mide y cualquier pico del peine de frecuencias [8]. El peine de

frecuencias actúa como oscilador local de anchura de línea conocida que en este caso es menor de 10 kHz. El batido coherente detectado con un ESA, será una lorentziana de anchura que se expresa como:

$$S_{IF}(f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f - f_{IF}}{(\Delta\nu_S + \Delta\nu_{LO})/2}\right)^2}, \quad (2)$$

donde  $\Delta\nu_S$  es la anchura de láser bajo test, y  $\Delta\nu_{LO}$  la anchura de línea del pico del peine (oscilador local). La Fig. 8 muestra la señal de batido medido con el ESA y su ajuste a una lorentziana. Los resultados de las medidas del ancho de línea de los láseres se muestran en la Tabla I junto a los valores dados por el fabricante. La diferencia entre los valores medidos y los valores del fabricante es bastante significativa por lo que es necesaria la medida de la anchura de línea en los casos, como el nuestro, en que ésta es crítica.

Tabla I

Modelo de láseres usados, longitud de onda nominal, ancho de línea declarado por el fabricante y ancho de línea medido.

Modelo	Longitud de onda (nm) / frecuencia ITU (THz)	Ancho de línea fabricante	Ancho de línea medido (MHz)
QPhotonics QDFBLD-1550-50	1551,32/193,25	<1 MHz	9,92±0,02
JDSU CQF935/704	1548,51/193,60	<1 MHz	20,20±0,02
GN Nettest modelo OSICS	1530,33/195,90	<30 MHz	12,02 ±0,02

Una vez estudiado el ancho de línea de los distintos láseres, se han calibrado dos medidores de longitud de onda de los usados en telecomunicaciones con los dos más estrechos. El primero de los medidores es un Burleigh de resolución 100 MHz y el segundo es un EXFO de resolución 10 MHz. Ambos medidores de longitud de onda están contruidos a partir de un interferómetro Michelson con referencia a un láser de He-Ne. Se realizaron un total de seis medidas, cada una de las cuales se hizo a una frecuencia de repetición diferente, y promediando la frecuencia de batido en un tiempo de 30 segundos. Al mismo tiempo que se medía la frecuencia del láser con el peine, se tomaba la lectura del medidor de longitud de

onda a través de un acoplador (50/50 de fibra óptica).

Las incertidumbres en la medida de la frecuencia con este método pueden resumirse en:

- Medida de la frecuencia del láser en el peine, que depende de:
  - La medida de la frecuencia de repetición, afectada por la resolución en su selección en el generador de frecuencias (10 MHz), su estadística en la medida en el contador de frecuencias (<2 MHz, considerada como la desviación estándar de las 5 mediciones realizadas), y la resolución del contador de frecuencias (0,1 Hz).
  - La medida de la frecuencia de CEO y la frecuencia de batido, ambas afectadas por la estadística en la medida de cada una de estas frecuencias y la precisión de los contadores de frecuencias.
  - Del ancho de línea del láser usado.
- En el caso de los medidores de longitud de onda las incertidumbres se derivan de la resolución del medidor y de la estadística en el tiempo de medida.

La Tabla II muestra los resultados obtenidos y las incertidumbres calculadas según los criterios anteriormente citados, todas las incertidumbres expresadas en esta Tabla están calculadas para  $k = 2$  (95,6% de nivel de confianza).

Tabla II

Medida de las frecuencias láser y calibración de los medidores de longitud de onda.

LASER	Peine de frecuencias - GHz
QPHOTONICS modelo QDFBLD-1550-50	193936.8569±0,0084
GN Nettest modelo OSICS	195817.848±0,010

Laser	QPHOTONICS modelo QDFBLD-1550-50	GN Nettest modelo OSICS
Burleigh GHz	193937.100±0,058	195818.000±0,059
Diferencia GHz	-0,243±0,058	-0,152±0,061
EXFO GHz	193936.8833±0,011	195817,850±0,014
Diferencia GHz	-0,026±0,010	-0,002±0,021

#### 4. Estabilización de un láser en absorciones saturadas del Rb

Para la medida de la frecuencia absoluta de un láser es imprescindible tener una anchura de línea muy estrecha y estabilidad en frecuencia en largos tiempos. En los puntos anteriores se ha demostrado la posibilidad de calibrar los medidores de longitud de onda de comunicaciones con incertidumbres de 10 MHz (80 fm). Esta incertidumbre está dominada por el ancho de línea del láser de diodo usado y la estabilidad del mismo. En esta sección describimos la forma de estabilizar un láser en absorciones atómicas y los resultados hasta ahora conseguidos.

La solución natural a este problema en la ventana de 1550 nm es la estabilización de láseres estrechos en absorciones moleculares de acetileno ( $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$  o  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ ) u otras especies moleculares ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{CHN}$ , etc.). Mientras se consiguen láseres suficientemente estrechos en la tercera ventana de comunicaciones ópticas, se ha continuado el trabajo con la estabilización de un diodo láser en las absorciones saturadas del Rb atómico en 780 nm, ya que en este rango el IO no tiene una referencia de longitud de onda.

El Rb es un átomo tipo hidrogenoide, que tiene su último electrón de valencia en el nivel 5S. En la naturaleza, el Rb se encuentra como la mezcla alotrópica de dos isótopos:  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  en porcentajes de 72% y 28% respectivamente. El átomo de Rb presenta líneas de absorción cerca de las longitudes de onda de 780 y 795 nm correspondientes a las transiciones atómicas  $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$  (780,241 nm) y  $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$  (794,974 nm). La línea utilizada en este trabajo es la ubicada en 780,241 nm.

El acoplamiento del momento angular total de los niveles anteriores con el spin nuclear  $I$ ,  $I(^{85}\text{Rb})=5/2$  y  $I(^{87}\text{Rb})=3/2$ , produce un nuevo desdoblamiento de los mismos. En el caso del  $^{85}\text{Rb}$ , el nivel inferior se desdobra en dos subniveles cuyos valores de momento angular total son  $F = 2$  y  $F = 3$ . Por su parte, el nivel  $5^2\text{P}_{3/2}$  se desdobra en cuatro subniveles con valores de momento total  $F = 1, 2, 3$  y  $4$  [9]. Para el  $^{87}\text{Rb}$ , el nivel inferior se desdobra en dos subniveles de momento angular total  $F = 1$  y  $2$

mientras que el superior lo hace en cuatro de momento angular total  $F = 0,1,2,3$  [10].

La diferencia energética entre los subniveles  $5^2S_2$  y  $5^2S_3$  del  $^{85}\text{Rb}$  es de 3,036 GHz, por lo que estas absorciones pueden resolverse con un láser de diodo convencional. Por el contrario, la diferencia entre los subniveles del  $5^2P_{3/2}$  está por debajo del ensanchamiento Doppler ( $\sim 0,5$  GHz, a  $T=300\text{K}$ ), por lo que no pueden ser resueltas por absorción directa de un láser.

Para obtener el espectro sin el ensanchamiento por efecto Doppler, se realiza espectroscopía en absorción saturada. En la espectroscopía de absorción saturada, se solapan dos haces láser contrapropagantes, uno de baja potencia (test) y otro de alta potencia (bombeo), ambos de la misma frecuencia sobre el vapor de átomos de Rb. Mientras que la frecuencia del láser difiera de la frecuencia de la transición, cada uno de los haces interactuará con átomos cuya velocidad en la dirección de propagación de éstos es  $v_z$  y  $-v_z$ , respectivamente. Cuando la frecuencia sea igual a la de la transición, ambos haces interactuarán con los átomos cuya velocidad es aproximadamente cero. En estas condiciones el haz de bombeo reduce la absorción del haz test sobre un estrecho rango de frecuencias, notándose en éste un aumento de la señal. La anchura de la absorción, en las condiciones óptimas debe ser la anchura determinada por el tiempo de vida de la transición en cuestión.

**4.1.Montaje experimental**

El sistema experimental incluye un láser sintonizable con cavidad externa en montaje de Littrow (modelo DL100, Toptica Photonics AG). Este láser tiene una anchura de línea 750 KHz y una potencia de salida de 150 mW. El láser a través de la cavidad externa puede sintonizarse en 25 GHz sin la aparición del fenómeno de salto de modo (*mode hopping*). La salida del láser se inyecta en un acoplador 99/1, siendo la salida del 1% utilizada como señal de test para la espectroscopia. El resto se introduce en un segundo acoplador 99/1 de forma que la salida del 99% es utilizada como haz de bombeo y el 1%, se usa como la salida láser para las medidas de frecuencia (Fig. 9). Esta salida se lleva a

nuestro medidor de longitud de onda de referencia.

Cuando hacemos la espectroscopía de absorción clásica, obtenemos un espectro con cuatro líneas afectadas por ensanchamiento Doppler, que corresponden a las transiciones  $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$  y  $5^2S_3 \rightarrow 5^2P_{2,3,4}$  del  $^{85}\text{Rb}$  y  $5^2S_1 \rightarrow 5^2P_{0,1,2}$  y  $5^2S_2 \rightarrow 5^2P_{1,2,3}$  del  $^{87}\text{Rb}$  (Fig. 10). Sin embargo, en la espectroscopía de absorción saturada, que realizamos cuando el haz de bombeo incide en la célula de Rb, aparecen

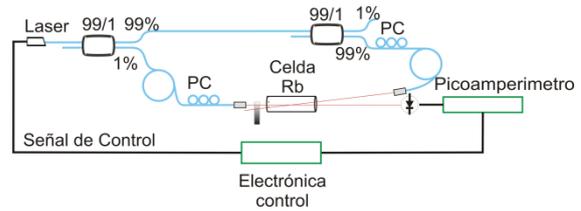


Fig. 9: Disposición experimental. Dos haces láser contrapropagantes se solapan en el interior de una célula que contiene vapor de átomos de Rb.

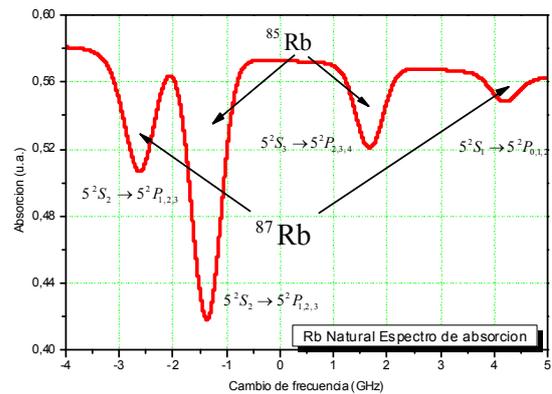


Fig. 10: Espectro de absorción del Rubidio natural.

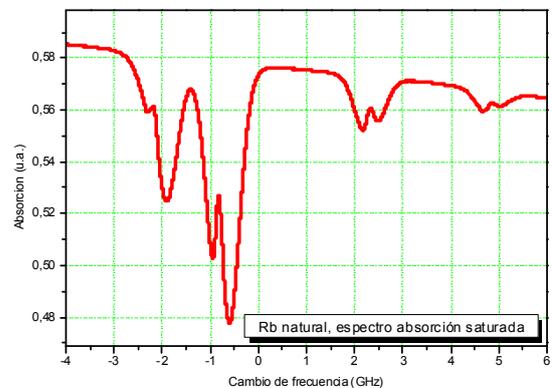


Fig. 11: Espectro en absorción saturada del Rb.

descensos bruscos de la intensidad absorbida (Fig. 11), que corresponden con transiciones en las cuales se ha reducido el ensanchamiento Doppler, por lo que se pueden resolver algunas de las diversas líneas que componen cada una de estas bandas.

#### 4.2 Estabilización del diodo en las absorciones del Rb

Con la obtención del espectro de absorción saturada del Rb hemos conseguido unas absorciones a longitudes de onda conocidas por la espectroscopía, y libres de ensanchamiento Doppler. Ahora se precisa estabilizar el láser en estas frecuencias más estrechas. La estabilización puede hacerse de dos formas, controlando la frecuencia de emisión de nuestro láser con la cavidad externa.

El primero de los métodos consiste en fijar el láser en la pendiente de las absorciones saturadas y corregir las variaciones de longitud de onda con un circuito de realimentación en onda continua PID. Si la pendiente de la absorción es muy pronunciada, cuando la longitud de onda del láser varía, se producirá un aumento o disminución de la potencia que llega al detector y esta diferencia es compensada a través de los PID sobre el láser consiguiendo mantener la longitud de onda del láser en la seleccionada inicialmente. La estabilidad que conseguimos con este método depende de la pendiente de la absorción, de la anchura de línea del láser, y de la estabilidad de la señal del detector de retroalimentación (*feedback*).

El segundo de los métodos utiliza una modulación de la frecuencia de emisión del láser realizada sobre el pico de absorción saturado. Esta modulación de frecuencia se observa en el detector como una variación de señal sinusoidal que se introduce en un amplificador *lock-in*, que calcula el valor cuadrático medio (*rms*) de ésta. La técnica usada en el amplificador *lock-in* filtra la señal de modo que se puede diferenciar del ruido. El valor *rms* de la señal sinusoidal corresponde con la derivada de la forma de la absorción saturada en ese punto. Si el punto central de la modulación está ubicado en el pico de la absorción saturada, el valor *rms* medido por el *lock-in* se aproximará a cero. La señal de salida del *lock-in* es introducida en los PID, los

cuales actúan sobre el sistema del láser corrigiendo la deriva, de forma que se mantenga constante e igual a cero la salida del *lock-in*.

Ambos sistemas se han implementado en el experimento de laboratorio. Se ha medido la estabilidad usando el medidor de longitud de onda referencia en el laboratorio conectado a un ordenador que adquiere la frecuencia a intervalos de 1 segundo. En Fig. 12 y Fig. 13 se muestran los resultados de las medidas realizadas durante 1 hora. La figura superior de cada una de éstas muestra la desviación de la frecuencia respecto a la media medida con el medidor de longitud de onda sin promediados. La dispersión que se obtiene al realizar la estadística sobre los datos (líneas azules en la figura) es menor que 50 MHz. La resolución del interferómetro usado es de 10 MHz como puede verse en las figuras Fig. 12 y Fig. 13. La figura inferior muestra la varianza de Allan calculada con los datos de la estabilidad medidos durante 1 hora. La varianza de Allan nos indica la

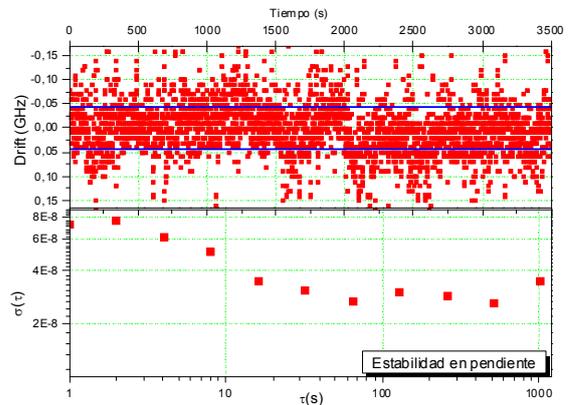


Fig. 12: Estabilidad del láser de diodo anclando en la pendiente de la absorción.

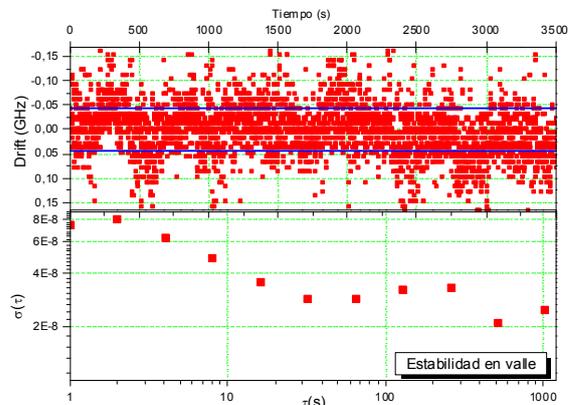


Fig. 13: Estabilidad del láser de diodo anclando en el valle de la absorción.

inestabilidad de la medida para diferentes tiempos de promediados. Usando como tiempo de promediado los 30 segundos, como los usados en el caso de los láseres medidos en la ventana de 1550 nm, las incertidumbres esperadas son de  $3,10 \times 10^{-8}$  (24 fm, en 780 nm), para el caso de estabilización en pendiente y  $2,88 \times 10^{-8}$  (22 fm) en el caso de la estabilización en valle. La parte fundamental de las oscilaciones medidas se deben al ruido del medidor de longitud de onda en los sucesivos barridos. La medida de la estabilidad de frecuencia en las frecuencias del Rb debe mejorar en cuanto se disponga del *femtocomb* operando a estas frecuencias, en cuyo caso vendrá determinada por el ancho de línea del láser, la finura de la absorción y la calidad de la electrónica de control usada.

Se ha realizado una estimación de la estabilidad de frecuencia que podemos obtener sin tener en cuenta los errores por inestabilidades de las señales. Para ello nos fijamos en la absorción saturada más estrecha de la Fig. 11. La anchura de la línea a mitad de altura es de 80 MHz. Cuando usamos el método de anclado en la pendiente. Podemos seleccionar en nuestro PID una diferencia de potencia de 0,005 V, que delimitará la máxima variación de la frecuencia que se permitirá en el láser, y que sobre la línea de absorción saturada obtenida corresponde a 16 MHz. En el caso de estabilizar sobre el pico con el *lock-in*, la mínima estabilidad que podremos tener es de 20 MHz, para una señal en el lock-in de 1 mV. Tomando como valor mejor el de 16 MHz la estabilidad relativa que tendríamos con este láser será de  $3 \times 10^{-8}$  (24 fm).

## 5. Conclusiones

En este trabajo se han presentado las primeras medidas realizadas con el peine de frecuencias del IO, aplicado a la estabilidad, cálculo de anchura de línea de láseres y medida de frecuencias absolutas.

En la ventana de 1550 nm la medida de frecuencias de referencia realizadas a dos frecuencias ITU (193,25 y 195.90 THz) puede realizarse con incertidumbre menor de 10 MHz

(80 pm) ( $k = 2$ ), estando limitada esta incertidumbre por la estabilidad de longitud de onda del láser de diodo y sobre todo por la anchura de línea del mismo.

La medida de estos láseres se ha aplicado a la calibración de dos medidores de longitud de onda usados en telecomunicaciones, obteniéndose incertidumbres en su calibración menores de 10 MHz y 60 MHz para cada uno de los equipos. En el caso de la calibración de los medidores de longitud de onda la incertidumbre está dominada por la incertidumbre obtenida en la calibración de láser de referencia y por la resolución de los medidores de longitud de onda. Este resultado mejora sustancialmente la incertidumbre mínima actual del IO de 380 MHz (3 pm) en la calibración de medidores de longitudes de onda. La previsión de incertidumbre en la medida de láseres en la tercera ventana de comunicaciones, para láseres de ancho de línea de 200 kHz y estabilidad mejor que esta misma cantidad es de  $1 \times 10^{-9}$  (1,6 fm).

Por otro lado, se ha presentado la estabilización de un láser de diodo en las absorciones del Rb atómico en la región espectral de 780 nm. La estabilización se ha realizado en las líneas de absorción saturada del Rb, consiguiéndose una estabilidad mejor de 50 MHz. Este resultado está limitado por el ruido del medidor de longitud de onda usado para determinar la estabilidad del láser. La estabilidad esperada calculada de la espectroscopía de absorción saturada con este láser es de  $3 \times 10^{-8}$  y nuestros esfuerzos futuros se centran en conseguir estabilidades de  $10^{-9}$ . Estas estabilidades sólo podremos demostrarlas cuando se tenga el femtocomb del IO operativo en la región de 780 nm.

## Agradecimientos:

Este trabajo ha sido financiado en parte por el Ministerio de Ciencia e Innovación a través de los proyectos TEC2009-14423-C02-01 y TEC2009-14423-C02-02, por la Comunidad de Madrid a través del proyecto FACTOTEM-2 y por Euramet a través del proyecto JRP IND14 FREQUENCHY.