

Proyecto para la construcción e implementación de un reloj de red óptica de estroncio – Cadena de frecuencias ópticas del ROA

H. Álvarez-Martínez⁽¹⁾, C. Vélez-López, A. Estarellas Perales, J.M. González Sánchez y H. Esteban Pinillos

Real Instituto y Observatorio de la Armada, Sección de Hora
Plaza de las Tres Marinas s/n, 11100 San Fernando (Cádiz).

⁽¹⁾ Telf.: (+34) 956 545 615, email: halvarez@roa.es.

RESUMEN: La sinergia en la década pasada entre los métodos de estabilización láser, mejor control de los láseres pulsados en modo anclado y técnicas de enfriamiento láser ha propiciado el asentamiento y madurez de los relojes atómicos ópticos. El Real Instituto y Observatorio de la Armada se encuentra inmerso en su proyecto CIROEs con el fin de implementar un reloj de red óptica de estroncio, a medio plazo, para mantenerse a la vanguardia de la metrología óptica de tiempo y frecuencia a nivel internacional. Tras una puesta en escena del proyecto se abordarán las principales acciones llevadas a cabo como son el diseño de la cadena de frecuencias ópticas del laboratorio y la medida y caracterización de láseres mediante un peine de frecuencias ópticas.

1. INTRODUCCIÓN

Los avances en los últimos años en las técnicas de enfriamiento láser de átomos, el diseño de cavidades ópticas ultra-estables (CUEs) y los peines de frecuencias ópticas (PFOs), han permitido la realización de una nueva generación de relojes atómicos que trabajan en el rango óptico. Las exactitudes y estabildades proyectadas no tienen precedentes, llegando a ser ambas de hasta dos órdenes de magnitud mejor que los patrones primarios de microondas, en concreto, los relojes de tipo fuente. Es por ello que estos patrones de frecuencia ópticos ya contribuyen a día de hoy a la mejora de la metrología científica, y lo harán en la industrial en los años venideros.

El Real Instituto y Observatorio de la Armada (ROA), como Instituto Designado de tiempo y frecuencia en España, tiene la responsabilidad y la obligación de mantenerse a la vanguardia del desarrollo de las nuevas tecnologías vinculadas a este campo de la metrología. En consecuencia, se embarca en el proyecto para la Construcción e Implementación de un Reloj de red Óptica de Estroncio (CIROEs) con el objeto de aumentar sus capacidades de medida, poder contribuir a la mejora de la escala de Tiempo Atómico Internacional y prepararse para una futura redefinición del segundo SI en términos de una transición óptica.

En primer lugar, se argumentará la elección y conveniencia de los relojes ópticos basados en átomos neutros, en particular, los de estroncio. En segundo lugar, se describirá el PFO como parte esencial de la cadena de frecuencias ópticas del ROA, así como, la detección y el control de sus dos grados de libertad. Asimismo, se presentará el esquema para el anclado en fase del peine a un láser ultra-estable (LUE), y que a su vez es anclado a la CUE.

Finalmente, se mostrará el estado de implementación actual de la cadena de frecuencias ópticas del ROA, y componentes principales utilizados. Se presentarán métodos de medida y comparación tanto de osciladores ópticos entre sí, como de estos respecto de osciladores de microondas. Estos últimos, en concreto, respecto del máser activo de hidrógeno (H) principal,

ligado a la escala nacional de tiempo UTC(ROA), donde la actual infraestructura de tiempo y frecuencia reside.

2. RELOJES ÓPTICOS Y EL PROYECTO CIROES

Los relojes atómicos ópticos se basan en la interrogación de un número de átomos, neutros o iones, mediante un oscilador principal ("imperfecto") el cual es corregido posteriormente gracias a la frecuencia extraída de los propios átomos, la cual constituye la verdadera referencia. La denominación "óptico" se debe a la frecuencia de trabajo en la que estos relojes operan, es decir, tanto la de la transición atómica elegida como la del oscilador que la interrogará que, en este caso, será un láser. Una vez excitados los átomos, estos volverán a su estado energético inicial emitiendo una fluorescencia que será detectada y usada como señal de error, y que constituirá nuestro verdadero discriminador en frecuencia. De esta manera, podremos realimentar electrónicamente y corregir el láser interrogador que a la postre proporcionará una frecuencia, ahora sí, "perfecta" para su tratamiento y posterior uso como señal temporal que marcará los tictacs de nuestro reloj final.

El tipo de partícula usada como referencia condiciona el esquema de interrogación, su implementación práctica y las prestaciones finales del reloj. Por un lado, los iones, al ser partículas cargadas, son más fáciles de "atrapar" mediante el uso de campos eléctricos con las conocidas trampas tipo Paul [1] o de estos junto con un campo magnético que serían las trampas tipo Penning [2]. En contrapartida, la fuerte repulsión que experimentan estos iones, debido a su carga eléctrica, hace que estas trampas estén limitadas a un solo ion (o a unos pocos), limitando la estabilidad del reloj. Por otro lado, los relojes que utilizan átomos neutros no tienen esta limitación, pero son más difíciles de inmovilizar para su posterior interrogación. La captura y enfriamiento se llevan a cabo mediante el uso de un ralentizador Zeeman y una (o dos) trampa(s) magneto-óptica(s) (MOT, por sus siglas en inglés) así como con los diferentes láseres involucrados. Finalmente, los átomos son confinados en una red óptica [3] que da nombre a este tipo de relojes. Además, después de cada interrogación es necesario volver a cargar, capturar y confinar nuevos átomos en la MOT, lo que complica aún más la sincronización de todos los sistemas láser y componentes acusto-, electro- y mecano-ópticos en juego.

La Sección de Hora del ROA ha apostado por un reloj de estas características a pesar de su mayor complejidad y mayor tiempo de implementación por dos motivos. En primer lugar, estos relojes tienen un mayor potencial en cuanto a estabilidad se refiere. Si bien es cierto que en términos de exactitud ambos relojes (iones y de red óptica) son parecidos, una mejor estabilidad permite alcanzar esa exactitud buscada en un menor tiempo, lo que les hace idóneos para aplicaciones metrológicas de tiempo y frecuencia. No hay que olvidar que el ROA tiene la responsabilidad nacional en esta materia. En segundo lugar, las técnicas de enfriamiento de átomos mediante láser nos abren las puertas a un sinfín de nuevas áreas de investigación en física cuántica que podrían llegar a ser de interés en los años venideros.

La especie química escogida, una vez sopesadas sus características metrológicas intrínsecas frente a sus limitaciones técnicas asociadas a su manipulación, ha sido el estroncio (Sr). Este metal alcalinotérreo, al tener dos electrones en su última capa, da lugar a una serie de líneas de intercombinación que proporcionan las diferentes transiciones ópticas necesarias tanto para el enfriamiento de los átomos como para la excitación de la transición reloj. Los isótopos de interés (87 y 88) se encuentran de manera abundante en la naturaleza y pueden ser evaporados a temperaturas de unos 450 °C, razonablemente fáciles de alcanzar en laboratorio. Además, la tecnología láser disponible comercialmente ha alcanzado un excelente grado de madurez, siendo

varios los fabricantes que ofrecen las distintas frecuencias, con los niveles suficientes tanto de potencia óptica como de ancho de línea, necesarios para la implementación del reloj. Por otro lado, la baja incertidumbre proyectada [4, 5] debida a efectos sistemáticos, es decir, asociada al conocimiento y control de sus desviaciones en frecuencia (originadas por perturbaciones tanto internas como externas sufridas por los átomos), es consistente entre los laboratorios de metrología científica y centros de investigación que han materializado este tipo de relojes.

A pesar de lo anterior, los relojes de red óptica todavía no han alcanzado su límite teórico conocido como ruido de proyección cuántica, debido principalmente a limitaciones técnicas como son la realización de láseres, aún más, ultra-estables, o de ciclos de carga e interrogación de átomos más eficientes. Es por ello que tienen un mayor potencial en cuanto a resolución estadística se refiere y es lo que, en parte, ha motivado la puesta en marcha del proyecto CIROES.

3. PEINE DE FRECUENCIAS ÓPTICAS

La herramienta principal que impulsó el desarrollo de los relojes ópticos fue, sin lugar a dudas, el PFO [6], que permitió la medida absoluta de frecuencias ópticas y las comparaciones de estas entre sí, dejando atrás las complicadas y costosas cadenas de frecuencias multiplicadoras. La fase inicial del proyecto CIROES consiste precisamente en la integración de un PFO en la arquitectura metrológica del ROA. El referenciado de este peine a un láser anclado a una CUE a 1542 nm, el anclado de un segundo láser a otra CUE independiente a 1396 nm, y la comparación y conexión mediante el peine con el resto de láseres y osciladores necesarios para la operación del reloj de Sr, conformará la cadena de frecuencias ópticas del laboratorio.

3.1 Breve descripción. Detección y control de sus dos grados de libertad

El peine de fibra dopada con erbio (Er) es la salida de un láser anclado en modos de femtosegundo (fs) basado en efectos de polarización no lineal [7], donde la orientación adecuada de láminas retardadoras intra-cavidad favorece su operación pulsada. El medio activo del oscilador de anillo principal es Er^{3+} , y su oscilador es bombeado por dos láseres de diodo de alta potencia a 980 nm. La cavidad tiene unos pocos centímetros en aire con el objeto de alojar actuadores en su interior para poder controlar sus dos grados de libertad, la frecuencia de repetición, f_{rep} , y su frecuencia de desplazamiento, f_0 , a la vez de tratar de minimizar el inevitable *cross-talk* entre estos. A la salida del PFO se obtienen pulsos de 100 fs con una tasa de repetición de unos 4 ns ($f_{\text{rep}} \approx 250$ MHz), cubriendo un espectro de 1540 – 1580 nm con una potencia óptica media de 4 mW. Una parte de este se hace pasar por un amplificador óptico de fibra dopada con erbio (AFDE) y un cristal de alta no linealidad, proporcionando una nueva salida cuyo espectro final es de 1050 – 2150 nm, pero ahora con una potencia de 200 mW. Esta nueva salida de supercontinuo, además, posibilitará la detección de la f_0 mediante la técnica de auto-referenciado a través de un interferómetro $f-2f$ [8].

Para actuar sobre la f_{rep} modificamos el camino óptico, variando bruscamente la longitud geométrica de la cavidad mediante un motor de etapas ligado al espejo extremo de la cavidad y, a continuación, de manera más precisa con una cerámica piezo-eléctrica montada sobre este mismo espejo. El ajuste fino final se lleva a cabo con un modulador electro-óptico (MEO) intra-cavidad que permite un ajuste de voltaje en el retardo de grupo del haz pulsado. Respecto a la f_0 , un par de cuñas de vidrio monitorizadas permite controlar de manera brusca la dispersión

intra-cavidad. Para un ajuste aún más fino es posible actuar a continuación sobre un segundo MEO y la corriente de uno de los dos láseres de bombeo del oscilador principal.

3.2 Régimen de estrecho ancho de línea

El propósito principal de anclar el PFO a un LUE es el de transferir la pureza espectral de este último ($\sigma_y < 2 \cdot 10^{-15}$ a 1 s), a todos los modos longitudinales contenidos en el ancho espectral del primero, lo que es conocido como "régimen de estrecho ancho de línea" [9].

Como se muestra en la Fig. 1, la potencia óptica del láser de fs es filtrada con un multiplexador de extracción e inserción óptica (MEIO) centrado a 1542,14 nm (canal ITU 44) y combinado con la luz proveniente del LUE, también a la misma longitud de onda. La señal resultante foto-detectada es llevada mediante el actuador PZT a 35 MHz, filtrada y demodulada con un sintetizador directo digital (DDS) para generar la señal de error y anclar en fase la f_{rep} del peine a la frecuencia de referencia láser (ν_{IRef}). La señal de error es enviada a un controlador Proporcional (P) y dos Integradores (I2) en serie, y la señal de corrección resultante es aplicada al MEO para una corrección rápida y por último un tercer I aplica una corrección lenta (< 5 kHz) sobre el PZT. De manera similar se lleva a cabo el anclaje de f_0 también a 35 MHz y actuando directamente sobre un segundo MEO.

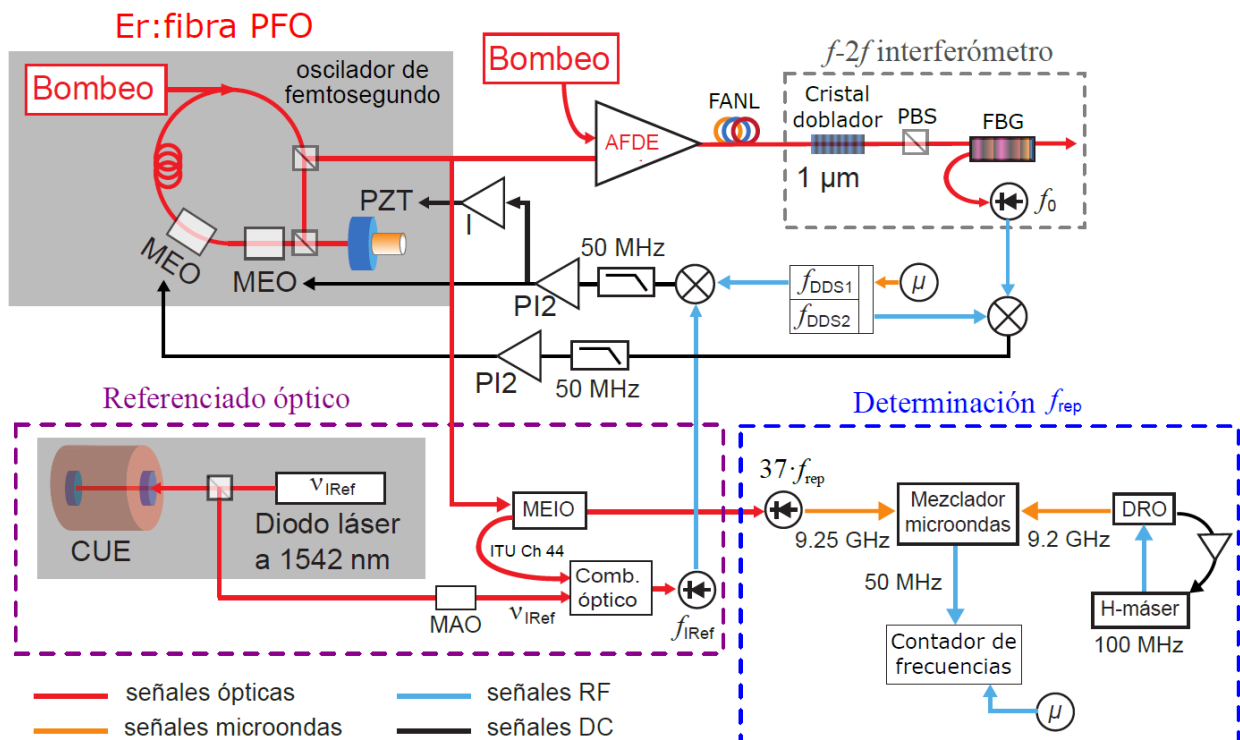


Fig. 1: Anclado en fase del peine de Er:fibra a un láser ultra-estable, ν_{IRef} a 1542 nm. En la parte inferior derecha se muestra la determinación de su frecuencia de repetición por comparación directa con un oscilador resonador dieléctrico (DRO) anclado en fase al máser de H principal del laboratorio.

4. CADENA DE FRECUENCIAS ÓPTICAS DEL ROA

En la cadena de frecuencias ópticas del ROA cualquier frecuencia, ya sea óptica o de microondas, es medida/comparada con el máser activo de H principal. Este máser se encuentra en carrera libre, al objeto de no perturbar su frecuencia natural de funcionamiento. Su deriva y offset son periódicamente determinados, a través de la Circular T, a través de la comparación con UTC, cuya exactitud está definida a partir de patrones primarios de cesio. El resultado de esta comparación es usado para ajustar la salida de un sintetizador de frecuencias, que a la postre materializa la escala de tiempo UTC(ROA), es decir, la realización nacional de UTC. La estabilidad relativa a corto plazo del mencionado máser es de $1 - 2 \times 10^{-13}$ a 1 s con una deriva fraccional de tan solo 10^{-16} al día, lo que la hace prácticamente despreciable. A continuación, en las siguientes dos subsecciones se describirán brevemente los diferentes modos de proceder a la hora de comparar diferentes osciladores mediante nuestro PFO.

4.1 Dominio de las microondas: láser vs referencia de microondas estable

La frecuencia de un láser desconocido, ν_L , mediante un PFO se determina mediante el batido heterodino del láser, f_L , con el modo del peine más cercano (una vez filtrado este de entre los posibles batidos permitidos por el ancho de banda del fotodetector utilizado), y se expresa como:

$$f_L = \pm(\nu_L - N_L \cdot f_{\text{rep}} \pm f_0) \quad (1)$$

siendo N_L el número de modo longitudinal o diente del peine contado desde la frecuencia cero.

En vistas a la ecuación anterior, a la hora de expresar la frecuencia absoluta de un láser, uno debe determinar las cantidades f_L , f_0 y f_{rep} en términos de la frecuencia del máser principal ligado a UTC(ROA). Las dos primeras frecuencias son triviales en cuanto a su detección y medición pero la frecuencia de repetición requiere de especial atención.

Según la Fig. 1, la parte del espectro que no es filtrada por el MEIO es usada por completo para iluminar un fotodetector rápido de alta linealidad de InGaAs, el cual genera las componentes de radiofrecuencia (armónicos) de la f_{rep} , de las que se escogerá una de ellas para su comparación con una de las frecuencias de salida del máser. El hecho de usar una referencia de microondas tan estable ($\sigma_y < 2 \times 10^{-13}$ a 1 s) hace que la frecuencia resultante de la comparación entre f_{rep} y el máser esté limitada por la propia resolución del contador usado, de 12,2 ps. Por ello, se ha decidido detectar el 37º armónico del peine ($\approx 9,250$ GHz) y compararlo con un oscilador resonador dieléctrico (DRO) a 9,2 GHz anclado en fase a la salida de 100 MHz del máser.

En función del ancho de línea ($\delta\nu$) del láser bajo test, podemos discernir entre los dos métodos siguientes:

- Si $\delta\nu$ es superior a 1 kHz es necesario el uso de filtros con ancho de banda suficiente antes de contar el batido heterodino f_L entre el láser y uno los modos del PFO. Inevitablemente, esto resulta en una reducción de la relación señal/ruido (S/R) que afecta a su seguimiento y conteo en el contador de frecuencias. Una posible solución es anclar el PFO directamente al láser con suficiente ancho de banda y ganancia, y comparar la f_{rep} resultante contra el máser (reescalado a 9,2 GHz vía el DRO). De esta manera, se trasfiere la estabilidad desde el dominio óptico al de las microondas generadas por el peine. Esta división de frecuencias implícita resulta en una mejora de la S/R de f_L de manera que ahora puede ser contada sin mayor complicación. Este método está restringido a láseres comprendidos entre en el rango espectral del oscilador principal del peine (1540 – 1580 nm). Sin embargo, puede ser aplicado al espectro cubierto por el AFDE a partir de la implementación de un segundo lazo en fase

entre el ν_L y uno de los modos de la salida del AFDE, manteniendo el anclado primitivo del oscilador principal.

- Para láseres cuyo $\delta\nu < 1$ kHz, el batido óptico es suficientemente estrecho para ser medido tras su paso por un filtro que permita la obtención de una S/R admisible para el contador. La frecuencia absoluta puede ser reconstruida siempre y cuando se lleve a cabo una medición simultánea de f_{rep} . Al igual que en el método anterior, si la frecuencia láser se encuentra en el rango del oscilador principal, también se puede anclar el peine a este nuevo láser. Si bien es cierto que esto requerirá la adaptación de los parámetros del controlador para el anclado en fase y de los componentes de la cadena de radiofrecuencia, mientras que la aproximación puramente óptica es más simple y directa.

4.2 Dominio óptico: comparación de dos láseres ultra-estables

En la presente subsección nos centraremos en la comparación de láseres que estén lo suficientemente alejados en frecuencia de manera que estos queden fuera del alcance del ancho de banda del fotodetector utilizado, que en el mejor de los casos rondará los 100 GHz ($\Delta\lambda = 0,8$ nm para un láser a 1542 nm). Como se ha visto, el uso de un PFO permite la comparación directa no solo de cualquier láser contenido en el rango espectral de cualquiera de sus salidas respecto del láser usado para su referenciado óptico (ν_{IRef}), sino también, de dos láseres cualesquiera entre sí (contenidos ambos en alguna de las salidas del PFO), ν_{L1} y ν_{L2} , como se muestra en la Fig. 2.

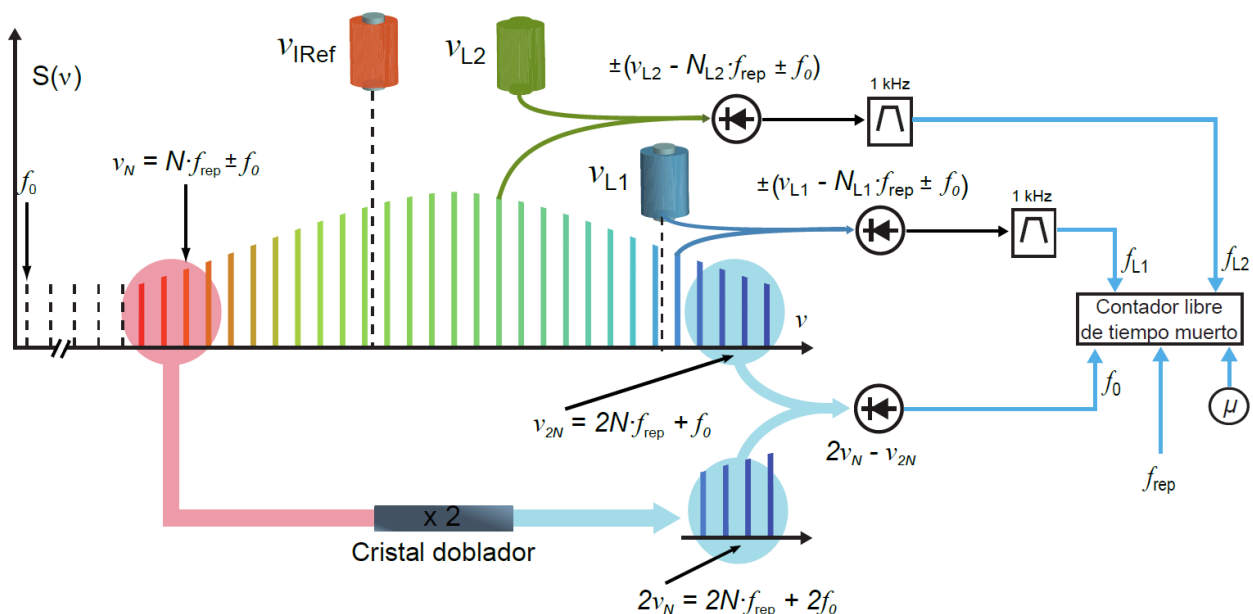


Fig. 2: Esquema de medición y comparación de frecuencias ópticas mediante el PFO referenciado a un LUE.

En lo que sigue se considerarán dos LUEs ($\delta\nu < 1$ Hz), el propio láser de referencia ν_{IRef} y un láser independiente ν_{L1} . En este caso, se tendrá que tener en cuenta tanto el posible ruido añadido por las fibras (si las hubiese), entre las respectivas salidas de ambos láseres hasta su

detección, como el debido a las salidas del PFO (que normalmente contienen AFDEs) si estas fuesen diferentes. Por tanto, la ecuación (1) queda:

$$f_L = \pm \left(\nu_L - N_L \cdot f_{\text{rep}} \pm f_0 + \varepsilon(\nu_L) \right) \quad (2)$$

donde $\varepsilon(\nu_L)$ tiene en cuenta los posibles ruidos mencionados. Siendo $L = \text{IRef}, L1$ en cada caso, y $f_{\text{IRef}} = f_{\text{DDS1}}$ cuando se trate de ν_{IRef} .

La varianza fraccional del batido óptico entre ν_{IRef} y ν_{L1} viene dada por tres fuentes diferentes de ruido:

$$\left(\frac{\sigma(f_{L1})}{\nu_{L1}} \right)^2 = \left(\frac{\sigma(\nu_{\text{IRef}})}{\nu_{\text{IRef}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\nu_{L1})}{\nu_{L1}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\varepsilon_{\text{tot}})}{\nu_{L1}} \right)^2 \quad (3)$$

donde aparte del ruido debido a los dos láseres uno tiene $\sigma(\varepsilon_{\text{tot}}) = \sigma(\nu_{L1}) - \frac{N_{L1}}{N_{\text{IRef}}} \cdot \nu_{\text{IRef}}$.

Además, al tratarse de LUEs, las respectivas derivas en frecuencia de los láseres deben ser tenidas en cuenta para asegurar que estas no enmascaran la estabilidad combinada de ambos láseres. Derivando la ecuación (2) respecto del tiempo aplicada para ν_{IRef} y ν_{L1} , respectivamente y combinándolas, se obtiene:

$$\frac{df_L}{dt} = \frac{d\nu_L}{dt} + \frac{N_L}{N_{\text{IRef}}} \cdot \frac{d\nu_{\text{IRef}}}{dt} \quad (4)$$

Nótese que si las derivas de los láseres fuesen compensadas en tiempo real (implementación actualmente en curso) la ecuación anterior daría la deriva residual de un láser respecto del otro.

Para el caso general de la comparación de dos láseres distantes, ν_{L1} y ν_{L2} , mediante el PFO, uno genera los respectivos batidos según la ecuación (2). Una vez combinadas las ecuaciones resultantes y normalizadas por uno de ellos, ν_{L1} , se obtiene:

$$\left(\frac{1}{\nu_{L1}} \right)^2 \sigma^2 \left(f_{L1} - \frac{N_{L1}}{N_{L2}} \cdot f_{L2} \right) = \left(\frac{\sigma(\nu_{L1})}{\nu_{L1}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\varepsilon(\nu_{L1}))}{\nu_{L1}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\nu_{L2})}{\nu_{L2}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\varepsilon(\nu_{L2}))}{\nu_{L2}} \right)^2 \quad (5)$$

teniendo en cuenta que $\nu_L = N_L \cdot f_{\text{rep}} \pm f_0 \pm f_L \approx N_L \cdot f_{\text{rep}}$.

Como se acaba de ver, los grados de libertad del peine se han cancelado (en el pos-procesado de los datos adquiridos de manera simultánea), por lo que este ha sido transparente a la comparación. En este caso, no es necesario un referenciado óptico del peine a pesar de que facilitará el filtrado y conteo de las señales involucradas.

5. CONCLUSIONES

En el presente texto se ha justificado la elección y conveniencia de un reloj de red óptica de Sr actualmente en desarrollo en el laboratorio de óptica de la Sección de Hora del ROA. A su vez, se han presentado los principales hitos a cumplir durante el presente año así como los ya realizados hasta la fecha, haciendo especial hincapié en la cadena de frecuencias ópticas en cuyo núcleo se encuentra el peine ópticamente referenciado. Lo anterior, unido a la actual arquitectura metrológica de tiempo y frecuencia de la SH permitirá pronto la medición y comparación de los osciladores ópticos necesarios para la consecución del reloj dando paso a las posteriores fases previstas. A su vez, esta cadena posibilitará la calibración de otros osciladores ópticos por parte de laboratorios secundarios tanto en exactitud (vía el máser de H principal) como en estabilidad por comparación con el LUE a 1542 nm cuya estabilidad es $< 2 \times 10^{-15}$ a 1 s y, pronto con el segundo LUE a 1396 nm que se espera supere al anterior.

6. REFERENCIAS

- [1] W. Paul and M. Raether. “Das elektrische Massenfilter”. In: Zeitschrift für Physik 140 (3 1955), pp. 262–273.
- [2] F.M. Penning. “Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld”. In: Physica 3.9 (1936), pp. 873–894.
- [3] Hidetoshi Katori et al. “Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap”. In: Phys. Rev. Lett. 91 (17 2003), p. 173005.
- [4] Tobias Bothwell et al. “JILA Srl optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} ”. In: Metrologia 56.6 (2019), p. 065004.
- [5] W. F. McGrew et al. “Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level”. In: Nature 564 (7734 2018), pp. 87–90.
- [6] J. Reichert et al. “Measuring the frequency of light with mode-locked lasers”. In: Optics Communications 172.1 (1999), pp. 59–68.
- [7] K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen. “Self-starting additive pulse modelocked erbium fibre ring laser”. In: Electronics Letters 28.24 (1992), pp. 2226–2228.
- [8] George A. Sefler. “Frequency Comb Generation by Four-Wave Mixing and the Role of Fiber Dispersion”. In: J. Lightwave Technol. 16.9 (1998), p. 1596.
- [9] D. Nicolodi et al. “Spectral purity transfer between optical wavelengths at the 10^{-18} level”. In: Nature Photonics 8 (3 2014), pp. 1749–4893.

7. AGRADECIMIENTOS

El proyecto CIROEs está siendo actualmente financiado por el Ministerio de Defensa. Asimismo, los autores quieren mostrar su agradecimiento por las becas de investigación de movilidad geográfica (RMG) concedidas bajo los proyectos 15SIB03 OC18 (Optical Clocks with $1 \cdot 10^{-18}$ uncertainty) y 18SIB05 ROCIT (Robust Optical Clocks for International Timescales) del Programa de Metrología Europeo para la Innovación e Investigación (EMPIR), cofinanciado por los Estados Participantes y el programa de investigación e innovación Horizonte 2020 de la Unión Europea, en el marco de la Asociación Europea de Institutos Nacionales de Metrología (EURAMET).