Oscilador láser de titanio:zafiro de 2 ciclos ópticos

Titanium:sapphire laser oscillator delivering two-optical-cycle pulses

Rosa Weigand^(1,*), Miguel Miranda^(2,3), Helder Crespo⁽²⁾

1. Departamento de Óptica, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n 28040, Madrid, Spain.

2. IFIMUP-IN e Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, R. do Campo Alegre 687, 4169-007 Porto, Portugal.

3. Department of Physics, Lund University, P.O. Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden.

(*) Email: weigand@fis.ucm.es

Recibido / Received: 21/11/2012. Revisado / Revised: 21/01/2013. Aceptado / Accepted: 22/01/2013.

DOI: <http://dx.doi.org/10.7149/OPA.46.2.105>

RESUMEN:

Presentamos un oscilador láser de titanio:zafiro construido con óptica de banda ultra-ancha disponible comercialmente, que emite pulsos de 1.3 nJ de energía por pulso, de 5.9 fs de duración y con una banda espectral de más de una octava (>570-1200 nm). Es el primer oscilador láser de 2 ciclos ópticos construido en España y, por sus características, podrá ser en el futuro estabilizado en fase absoluta.

Palabras clave: Láseres de Estado Sólido Ultrarrápidos, Osciladores Láser de Banda Ancha.

ABSTRACT:

A titanium:sapphire laser oscillator has been built using commercially available ultra-broadband optics. It emits 1.3 nJ energy pulses, with 5.9 fs duration and a spectral bandwidth larger than one-octave (>570-1200 nm). It is the first two-optical cycles pulse oscillator built in Spain and, given its characteristics, it will be possible to stabilize its carrier-envelope offset phase.

Key words: Ultrafast Solid-State Lasers, Broad-Band Laser Oscillators.

REFERENCIAS Y ENLACES / REFERENCES AND LINKS

- [1]. J. Ye, S. T. Cundiff, *Femtosecond Optical Frequency Comb Technology*, Springer, Boston (2005). [DOI](#)
- [2]. O. D. Mücke, R. Ell, A. Winter, J. Win, J. R. Birge, L. Matos, F. Kärtner, "Few-cycle femtosecond field synthesizer", *Opt. Express* **13**, 5163–5169 (2005). [DOI](#)
- [3]. S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, F. X. Kärtner, U. Morgner, "Self-referenced 200 MHz octave-spanning Ti:sapphire laser with 50 attosecond carrier-envelope-phase jitter", *Opt. Express* **16**, 17410–17419 (2008). [DOI](#)
- [4]. T. M. Fortier, A. Bartels, S. A. Diddams, "Octave-spanning Ti:sapphire laser with a repetition rate >1 GHz for optical frequency measurements and comparisons", *Opt. Lett.* **31**, 1011–1013 (2006). [DOI](#)
- [5]. F. X. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, "Ultrabroadband double-chirped mirror pairs for generation of octave spectra", *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 882–885 (2001). [DOI](#)
- [6]. M. S. Pshenichnikov, W. P. de Boeij, D. A. Wiersma, "Generation of 13-fs, 5-MW pulses from a cavity dumped Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **19**, 572–574 (1994). [DOI](#)
- [7]. M. Miranda, T. Fordell, C. Arnold, "Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges", *Opt. Express* **20**, 688–697 (2012). [DOI](#)

1. Introducción

Los osciladores láser de dos o menos ciclos ópticos han despertado mucho interés en el campo de los láseres, no sólo por sus cortas duraciones de sólo algunos femtosegundos y su espectro ultra-ancho que abarca más de una octava, sino por la posibilidad de poder estabilizar la fase absoluta de los pulsos sin ayuda de otros procesos no lineales para ensanchamiento espectral. Normalmente se emplean fibras fotónicas para generar el espectro de más de una octava necesario para la estabilización de fase [1].

Aplicaciones importantes de estos láseres son por tanto, el estudio de los procesos ultrarrápidos en la materia y su dependencia con la fase absoluta del campo electromagnético.

Muy pocos grupos en el mundo desarrollan este tipo de osciladores láser: el grupo de F. Kärtner en el MIT (Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA) [2], el de U. Morgner en la Universidad de Hannover [3] y el de D. J. Jones en el JILA (Joint Institute of the University of Colorado in Boulder and NIST, National Institute of Standards and Technology) [4]. Los láseres desarrollados por estos grupos están basados en espejos especialmente diseñados, los denominados espejos *double-chirped* (DCM) [5]. Estos espejos tienen mejores características que los espejos *chirped* (espejos dieléctricos multicapa con dispersión total negativa), especialmente porque pueden diseñarse para seguir una curva de dispersión deseada. Estos grupos utilizan espejos diseñados por ellos mismos, bien sea en los espejos curvos de la subcavidad o en el resto de los espejos planos de la cavidad láser total. Sin embargo, hay algunas empresas que comienzan a comercializar DCMs planos. Nuestro objetivo en este trabajo ha sido construir un láser de titanio-zafiro de una octava de espectro utilizando únicamente óptica comercial.

2. Diseño y construcción de láser

Los osciladores láser de titanio:zafiro tienen una buena actuación en relación a la energía extraída por pulso a una frecuencia de repetición de aproximadamente $f_{rep} = 80\text{-}100$ MHz. Esto

implica que la cavidad debe ser muy larga, ya que para una cavidad de longitud L la frecuencia de repetición viene dada por $f_{rep} = c/2L$, donde c es la velocidad de la luz y por tanto tiene que estar plegada. El diseño está basado en el trabajo descrito en [2], pero cambiando la cavidad en Z por una cavidad en X (Fig. 1).

El láser de bombeo es un láser de Nd:YVO₄ duplicado, que emite a 532 nm y con 5.5 W de potencia. El haz de bombeo se enfoca con una lente de 5 cm de distancia focal a través de uno de los espejos de la subcavidad sobre el cristal láser. Este tiene 2.2 mm de largo, está cortado en ángulo de Brewster y tiene una absorción del 67% a 532 nm. Los espejos de la subcavidad consisten en un par de bombeo *chirped* con 7.5 cm de radio y una reflectividad >99.9 % entre 630 y 1010 nm y una dispersión total negativa nominal de unos 110 fs² a 800 nm. La lente de bombeo y el segundo espejo de la cavidad están montados en plataformas desplazables. Esto permite por un lado conseguir con la primera la densidad de bombeo adecuada y por otro, ir al punto de estabilidad apropiado con el espejo. Los espejos DCM1 a DCM4 son espejos planos *double-chirped* con una alta reflectividad entre 600 y 1200 nm e introducen una dispersión total negativa en la cavidad, ya que cada par aporta -110 fs² aproximadamente. El espejo trasero también está *double-chirped* y el espejo de salida tiene una transmitancia del 2% y refleja de 600 a 920 nm. La dispersión positiva se introduce con dos láminas de BaF₂ y dos cuñas de CaF₂. Insertando una de las cuñas de forma controlada hasta el nivel micrométrico se puede hacer ajuste fino de la dispersión total de la cavidad. De esta forma, el pulso de salida puede tener el

Fig. 1: Esquema del oscilador láser. L: lente, E1 y E2 espejos curvos de la subcavidad, DCM1-DCM4: espejos planos *double-chirped*.

espectro más ancho posible con una duración mínima.

La estabilidad de la cavidad fue calculada utilizando propagación de haces gaussianos para el modo TEM_{00} a través de los diferentes elementos de la cavidad, utilizando los radios de curvatura suministrados por las compañías, el índice de refracción del titanio:zafiro e incluyendo los valores estimados para las lentes térmica y Kerr que se forman en el cristal durante el funcionamiento, incluyéndolas como lentes delgadas. De esta forma se obtienen las zonas de estabilidad para operar en régimen continuo. La función de estabilidad está calculada a partir de la traza de la matriz ABCD de la cavidad completa $(1 - ((A + D)/2)^2)$. En la Fig. 2(a) pueden observarse en línea continua los diagramas de estabilidad para la cavidad de la Fig. 1 en función de la posición del espejo trasero de la subcavidad E2 y en la Fig. 2(b) el radio del haz dentro del cristal, tanto en el plano sagital como en el tangencial y para onda continua (línea continua) o acoplamiento de modos (*modelocking*, línea rayada).

Fig. 2: (a) Estabilidad de la cavidad en el plano tangencial y sagital en función de la distancia del espejo trasero de la cavidad E2 al cristal, (b) Radio del haz dentro del cristal en los planos tangencial (líneas negras) y sagital (líneas azules).

Se ha observado experimentalmente que, para obtener de forma cómoda acoplamiento de modos frente a onda continua es preferible trabajar en el borde de la segunda zona de estabilidad [6]. El régimen de acoplamiento de modos se obtendrá por medio de la lente Kerr que se forma en el cristal láser debido a la alta intensidad de los pulsos que se están propagando en la cavidad. Partiendo del régimen continuo, si se introduce una perturbación en la cavidad y se forma un pico de intensidad, entonces se crea una lente Kerr en el cristal láser y el haz se autoenfoca fuertemente dentro del cristal, dando como resultado un tamaño de haz menor y un mejor solapamiento con el haz de bombeo en el cristal. El haz en régimen de acoplamiento de modos experimenta una ganancia mayor que el haz en régimen continuo y por tanto el sistema prefiere operar en acoplamiento de modos. Para producir la perturbación se traslada bruscamente el espejo trasero de la subcavidad. En la Fig. 2(a) puede observarse en línea rayada el diagrama de estabilidad al incorporar el efecto de la lente Kerr. El sistema pasa de operar en un punto A donde la estabilidad es baja, a un punto B donde la estabilidad es alta y por tanto prefiere el régimen de acoplamiento de modos frente al de onda continua.

3. Resultados experimentales

El láser proporciona pulsos separados 12.8 ns, medidos con un fotodiodo con un tiempo de subida de 1 ns acoplado a un osciloscopio de 100 MHz. Esta separación corresponde a una frecuencia de repetición de 78 MHz (Fig. 3). La potencia media de salida es de 100 mW aproximadamente, medida con una termopila. Esto corresponde a 1.3 nJ por pulso para una duración de 6 fs (ver apartado de medidas temporales). El oscilador láser opera de forma estable durante horas sin necesidad de reiniciar el acoplamiento de modos.

3.1 Medidas espectrales

Las medidas espectrales se tomaron focalizando el haz con una lente de 5 cm de focal sobre una fibra de 400 μm de núcleo. La fibra se acopló a un analizador óptico de espectros que operaba

Fig. 3: Tren de pulsos del oscilador láser en régimen de acoplamiento de modos.

Fig. 4: (a) Espectro lineal del oscilador láser. (b) Espectro del oscilador láser en escala logarítmica. (c) Fotografía de la radiación emitida a 570 nm.

entre 600 y 1200 nm. Un núcleo relativamente ancho en la fibra es importante para garantizar medir la sección transversal del haz láser completa, sin que haya efectos de *chirp* espacial. La Fig. 4 muestra espectros típicos del láser medidos en representación (a) lineal y (b)

logarítmica. El espectro está estructurado y en la representación lineal abarca de 650 a 1050 nm aproximadamente. En la representación logarítmica podemos apreciar emisión por encima del ruido en una banda aún mayor. El espectro es complejo y presenta máximos en 660, 760 y 980 nm, que es donde la dispersión total de los elementos ópticos más la del trayecto en aire dentro de la cavidad es aproximadamente cero.

El hecho de que el espectro se extienda sobre una zona espectral superior a una octava es de especial relevancia, ya que esto permitiría estabilizar el oscilador láser por el método f-2f [1,3]. El par de frecuencias elegido para implementar en el futuro estabilización de fase es 1140-570 nm. Una emisión no nula a 1140 nm puede verse en la Fig. 4(b), pero el analizador de espectros no registra por debajo de 600 nm. No obstante la emisión a 570 nm puede verse en la Fig. 4(c), que corresponde a una fotografía del haz láser del oscilador tomada después de un filtro interferencial centrado a 570 nm y con 10 nm de ancho de banda. Esta emisión a 570 nm tiene una potencia de 5 μ W que es suficiente para ser detectada por un fotodiodo de avalancha, como se requiere en la estabilización de fase por el método f-2f.

En la Fig. 5 podemos ver una serie de espectros tomados para distintos valores de inserción de las cuñas de CaF_2 . Dependiendo del grosor atravesado la dispersión total varía y pueden obtenerse espectros de distinto ancho. La serie presentada corresponde a una diferencia de inserción entre el primer espectro y el último de 0.54 mm de CaF_2 . Como puede observarse pueden obtenerse espectros muy anchos y optimizar las zonas verde e infrarrojo con la inserción.

3.2 Medidas temporales

La duración de los pulsos fue medida por la técnica de d-scan con un cristal de BBO tipo I de 20 μ m de grueso. Esta novísima técnica [7] es especialmente buena para medir pulsos muy cortos con espectros complejos, donde técnicas más convencionales como la autocorrelación de segundo armónico, FROG (*Frequency Resolved Optical Gating*) o SPIDER (*Spectral Phase*

Fig. 5: Secuencia de espectros del oscilador láser tomados con diferentes inserciones de las cuñas de CaF_2 . (a) Espectro lineal. (b) Espectro logarítmico.

Interferometry for Direct Electric-Field Reconstruction) no son tan fiables o son más difíciles de implementar. Está basada en generar segundo armónico en un cristal con pulsos con chirp positivo y negativo introducido con una combinación de cuñas de vidrio y espejos DCM (Fig. 6). Para un campo de la forma:

$$E(\omega) = |E(\omega)|e^{i\phi(\omega)}, \quad (1)$$

donde $\phi(\omega)$ es la fase espectral del pulso, el espectro de segundo armónico generado en función de la inserción de vidrio z viene dado aproximadamente por

$$S(\omega, z) = \left| \int \left(\int E(\omega) e^{ik(\omega)z} e^{i\omega t} d\omega \right)^2 e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (2)$$

Como podemos ver, el espectro de segundo

Fig. 6: Esquema de la técnica d-scan.

armónico generado depende de la fase de los pulsos, de forma que del diagrama de d-scan formado por el registro de los espectros en función de la inserción de vidrio se puede reconstruir numéricamente el campo del pulso láser en amplitud y fase espectral. El procedimiento que se sigue es proponer un pulso de la forma de la Ec. (1), en la cual $|E(\omega)|$ se conoce si se mide el espectro lineal del láser y se propone una fase $\phi(\omega)$, se genera una traza de d-scan según la Ec. (2) y se compara con la traza medida. El parámetro que evalúa la diferencia entre la traza medida y la predicha está definida como [7]:

$$G = \sqrt{\frac{1}{N_i N_j} \sum_{i,j} (S_{med}(\omega_i, z_j) - \mu_i S_{sim}(\omega_i, z_j))^2}, \quad (3)$$

donde μ_i viene dado por:

$$\mu_i = \frac{\sum_{ij} S_{med}(\omega_i, z_j) S_{sim}(\omega_i, z_j)}{\sum_{ij} (S_{sim}(\omega_i, z_j))^2}. \quad (4)$$

S_{med} es la traza de d-scan medida y S_{sim} la simulada en frecuencias ω_i y para espesores de vidrio z_j . Minimizando la función G podemos encontrar un valor aceptable de $\phi(\omega)$ y por tanto deducir el campo en t y ω , ya que:

$$E(t) = \int |E(\omega)| e^{i\phi(\omega)} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (5)$$

Así, se van proponiendo fases espectrales hasta que la diferencia entre trazas alcance un mínimo prefijado.

En la Fig. 7 podemos ver: (a) la traza de espectros medidos en función de la inserción de vidrio de una de las cuñas de CaF_2 , (b) la traza reconstruida, (c) el espectro que la reconstrucción da del láser junto con la fase espectral y (d) el pulso láser reconstruido y su

Fig. 7: (a) D-scan experimental, (b) d-scan reconstruido, (c) espectro y fase espectral reconstruidos, (d) pulso láser reconstruido y fase temporal.

fase. La duración medida es de 5.9 fs, mientras que el límite de la transformada de Fourier para el espectro experimental es de 4.9 fs.

4. Conclusiones

Hemos construido el primer láser de una octava de espectro en España, utilizando sólo óptica comercial que incluye espejos *double-chirped*. El láser funciona a 78 MHz, con menos de 6 fs de duración por pulso. La potencia suministrada es de 100 mW en promedio, lo que corresponde a 1.3 nJ/pulso. Las características espectrales muestran que el láser puede estabilizarse en fase sin necesidad de una fibra fotónica. Las características temporales han sido medidas con una técnica nueva denominada d-scan que está especialmente adaptada a medir pulsos cortos. Las peculiares características de esta fuente

hacen que sea idónea para estudios de propagación de pulsos fuera de la aproximación de amplitud lentamente variable, de dinámica en el régimen de los dos ciclos ópticos y de procesos dependientes de la fase absoluta.

Agradecimientos

Este trabajo ha estado financiado por el proyecto FIS2009-07870 de la Subdirección General de Investigación del MICINN y parcialmente subvencionado por ayudas de la FCT – Fundação para a Ciência e a Tecnologia y FEDER (proyecto SFRH/BD/37100/2007, TDC/FIS/115102/2009 y beca de estancia sabática de H. Crespo en nuestro laboratorio SFRH/BSAB/1100/2010) y la ESF – European Science Foundation ("Superintense laser-matter interactions" beca 4596 de estancia de M. Miranda en nuestro laboratorio).