

# Diseño y construcción de un autocorrelador de pulsos de femtosegundos usando absorción de dos fotones en un diodo luminoso

M.A. García Arthur, R. Rangel Rojo, N. Jamasbi y M. Mohebi

*Departamento de Óptica, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Apartado Postal 2732, Ensenada B.C., 22860, México.*

Recibido el 27 de enero de 2003; aceptado el 27 de marzo de 2003

En este trabajo se presentan el diseño y la construcción de un autocorrelador de pulsos de láser de femtosegundos, basado en el proceso de absorción de dos fotones en un diodo luminoso (LED). Comparado con los autocorreladores tradicionales basados en cristales no lineales, este autocorrelador presenta las ventajas de un costo reducido, así como de una mayor sencillez en su uso y alineación. Se presentan las trazas de autocorrelación de intensidad e interferométrica obtenidas con este dispositivo para un láser de titanio:zafiro con pulsos de menos de 100 fs de duración.

*Descriptor:* Pulsos ultracortos; absorción de dos fotones; autocorrelación óptica.

In this work, we present the design and construction of a femtosecond laser pulse autocorrelator, based on the two-photon absorption process in a light emitting diode (LED). Compared with traditional autocorrelators based on nonlinear crystals, this autocorrelator has the advantages of lower cost and greater ease of alignment. The intensity and interferometric autocorrelation traces obtained with this device for a titanium-sapphire laser with pulses that are less than 100 fs long, are also presented.

*Keywords:* Ultrashort pulses; two-photon absorption; autocorrelation.

PACS: 06.60.Jn; 42.65.Re; 72.20.Ht

## 1. Introducción

La generación y utilización de pulsos de luz ultracortos constituye uno de los campos de más rápido avance en la física moderna. Actualmente existe un gran número de sistemas comerciales (la gran mayoría basados en el láser de titanio-zafiro) que producen pulsos luminosos de menos de 100 femtosegundos de duración y numerosos sistemas de investigación con pulsos de duración menor a los 10 fs.

Dada la corta duración de los pulsos, la técnica tradicional de usar un foto-detector y desplegar la información en un osciloscopio para medir su duración, ya no funciona. Debido a esto, se ideó la técnica de autocorrelación óptica para medir la duración de pulsos ultracortos [1]. Esta técnica consiste en crear dos réplicas del mismo pulso mediante un divisor de haz, los cuales se hacen incidir sobre un cristal no lineal, en un montaje similar a un interferómetro de Michelson. El cristal emplea el fenómeno de generación de segundo armónico (GSA) para generar luz a  $2\omega$  a partir de un fotón a  $\omega$  de cada uno de los dos pulsos. La señal de segundo armónico generada de esta manera es filtrada y detectada por un fotomultiplicador. Mediante una línea de retraso variable, se cambia la longitud de camino óptico de uno de los pulsos y la señal del detector como función del retraso óptico se despliega en un osciloscopio, tal como se muestra en la Fig. 1. Puesto que la rapidez de variación de la señal sólo depende de qué tan rápido se barre el retraso temporal, tanto el detector como el osciloscopio no necesitan ser particularmente rápidos.

Actualmente existen autocorreladores comerciales por GSA que adolecen de algunos defectos: puesto que el proceso de GSA depende críticamente del ángulo de incidencia

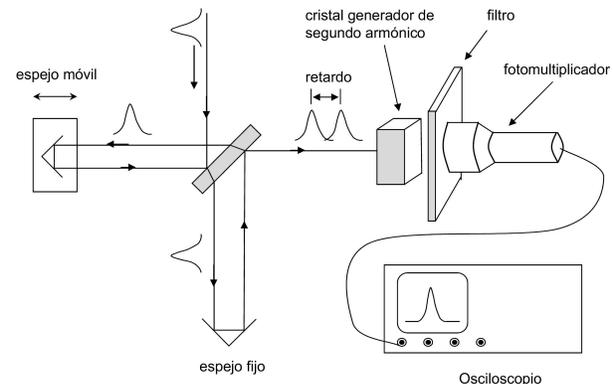


FIGURA 1. Diagrama de un autocorrelador basado en la generación de segundo armónico en un cristal no lineal.

y del traslape espacial de los pulsos, la alineación de un autocorrelador es un proceso complicado, además de que requiere de la detección de señales pequeñas sobre un fondo alto. El resultado es un dispositivo costoso (usualmente más de \$10,000 USD) y difícil de alinear. Recientemente se ha propuesto utilizar el fenómeno de absorción de dos fotones en dispositivos semiconductores como medio para realizar el proceso de autocorrelación [2]. Los dispositivos utilizados en este caso incluyen fotodetectores comerciales, diodos luminiscentes (LEDs) e incluso diodos láser [3], que son en general sumamente económicos y no requieren de alineación a un ángulo crítico como en el caso de la GSA. De hecho, el LED o diodo láser realiza tanto la función del medio no lineal como la del detector al mismo tiempo.

En este trabajo presentamos el diseño y la construcción de un autocorrelador basado en el proceso de absorción de dos fotones en un diodo luminoso de muy bajo costo. El

correlador construido permite obtener las trazas de autocorrelación en intensidad e interferométrica para pulsos con duraciones entre los 10 fs y 1 ps. Se presenta una descripción del diseño óptico, así como de los circuitos electrónicos asociados al control de la líneas de retraso temporal y a la detección de la señal óptica. Finalmente se muestra la calibración en el tiempo del autocorrelador y algunos resultados obtenidos para un láser de titanio-zafiro.

**2. Autocorrelación por absorción de dos fotones**

El dispositivo funciona en base a la foto-conductividad producida por el fenómeno de absorción de dos fotones en un dispositivo semiconductor, el cual consiste generalmente en una hetero-unión tipo *p-n*. Normalmente, cuando la energía del fotón  $E_f = \hbar\omega$  es menor a la brecha de energía  $E_g$  del semiconductor no hay absorción significativa. Sin embargo, si la irradiancia de la luz es muy alta, como sucede en un pulso ultracorto, y la energía del fotón cumple  $2\hbar\omega \geq E_g$ , se puede dar la absorción simultánea de dos fotones. Cuando la energía  $2\hbar\omega$  excede el valor de  $E_g$ , la energía de exceso es disipada en la creación de fonones, de la misma manera que para transiciones inducidas por un solo fotón. Los pares electrón-hueco generados por este proceso de absorción de dos fotones son detectados como una corriente cuando se polariza el dispositivo. La absorción de dos fotones es un proceso óptico no lineal de tercer-orden [4], el coeficiente de absorción  $\alpha(I)$  se puede escribir como

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I, \tag{1}$$

donde  $\alpha_0$  es el coeficiente de absorción lineal y  $\beta$  el coeficiente de absorción de dos fotones, el cual es directamente proporcional a  $Im\chi^{(3)}$ , la parte imaginaria de la susceptibilidad no lineal de tercer orden [5]. Esta no linealidad óptica es la que se emplea para realizar la operación de autocorrelación óptica, considerando que en este caso los dos fotones provienen de cada una de las réplicas del pulso a medir.

El índice de absorción no lineal  $\alpha(I)$  se utiliza para determinar la evolución de la irradiancia como función de la distancia de penetración  $z$  dentro del LED. Sin embargo, el proceso de absorción de dos fotones generará pares electrón-hueco, que pueden a su vez absorber luz, proceso conocido como absorción por cargas libres. Para tomar en cuenta el efecto de la absorción por cargas libres tenemos que resolver ahora [6]

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_0 I - \beta I^2 - \Delta N(\sigma_p + \sigma_n)I, \tag{2}$$

y

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\beta I^2}{2\hbar\omega} - r\Delta N, \tag{3}$$

donde  $\Delta N$  es la densidad de pares electrón-hueco generados,  $\sigma_p$  y  $\sigma_n$  son las secciones transversales de absorción de los huecos y electrones, respectivamente, y  $r$  es el coeficiente de recombinación.

Dependiendo del tiempo de integración del detector, se puede obtener la traza de autocorrelación en intensidad o interferométrica. Para el caso de la autocorrelación en intensidad, la señal detectada  $S$  como función del retraso temporal  $\tau$  está dada por [7]

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt, \tag{4}$$

donde  $I(t) = \varepsilon_0 c |E(t)|^2 / 2$  es la irradiancia del pulso y  $E(t)$  es la envolvente del campo eléctrico. Para el caso de la autocorrelación interferométrica, en que se detectan las oscilaciones de la traza de autocorrelación producidas por la interferencia entre las dos ondas,  $S(\tau)$  está dada por

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |(E(t) + E(t - \tau))|^2 dt. \tag{5}$$

La traza en intensidad proporciona información sobre la duración del pulso, aunque con ciertas limitaciones, principalmente la necesidad de suponer que el pulso es simétrico en el tiempo y de necesitar asumir una forma del pulso. La traza interferométrica proporciona algo de información acerca del contenido espectral del pulso, principalmente si existe alguna modulación de fase (conocida como *chirp*, en inglés) o no durante la duración del pulso. Existen diferentes variaciones sobre esta técnica que han sido adaptadas para medición de un tren de pulsos de alta repetición o para un solo pulso [8]. Una determinación más completa del contenido espectral de los pulsos requiere de técnicas más sofisticadas tales como el *FROG* (*frequency resolved optical gating*) y otras [9, 10].

**3. Diseño del autocorrelador**

La Fig. 2 muestra el esquema general del autocorrelador. El diseño es análogo al de otros autocorreladores: el pulso incidente se divide en dos mediante un divisor de haz (que transmite 50 % y refleja 50 % de la irradiancia incidente), uno de los pulsos tiene una trayectoria fija, mientras que el otro pasa a través de una línea de retraso que varía en el tiempo. Ambos pulsos se enfocan sobre el LED, cuya señal se despliega en un osciloscopio como función del tiempo. En cuanto a la electrónica, se utiliza un circuito oscilador para producir un barrido periodico del retraso temporal y un circuito amplificador se utiliza para procesar la señal producida en el LED.

El LED utilizado es un dispositivo comercial de AlGaInP/GaAs (Radio Shack número de catálogo 276-301), que fue hecho para emitir luz amarilla con  $\lambda = 585$  nm. Esta longitud de onda corresponde a un  $E_g = 2.12$ eV, y puesto que la emisión láser a 800 nm corresponde a una  $E_f = 1.55$  eV, claramente estamos en el régimen en que la absorción lineal es despreciable y en el que la absorción de dos fotones está presente ( $E_g/2 < E_f < E_g$ ). Estudios de la dependencia en irradiancia de la foto-corriente producida por la absorción no lineal muestran que  $\alpha_0 = 0.46$  cm<sup>-1</sup>,  $\beta = 0.7$  cm/GW,  $\sigma = \sigma_p + \sigma_n = 1 \times 10^{-15}$  cm<sup>2</sup> y  $r = 5 \times 10^{20}$  cm<sup>3</sup>/s para este LED en particular [11].

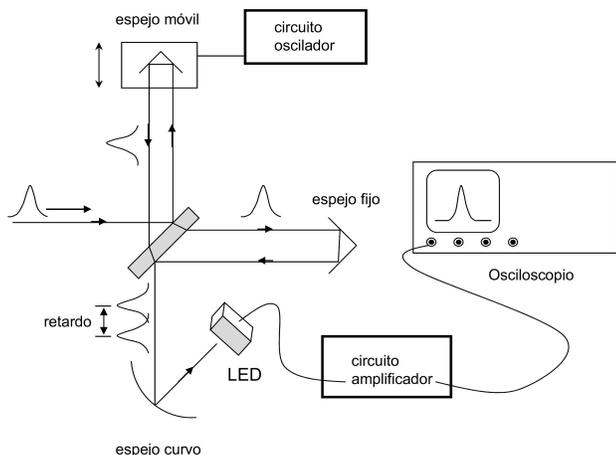


FIGURA 2. Diagrama del autocorrelador basado en absorción de dos fotones en un LED.

El sistema del espejo móvil para generar un retraso variable consiste de un rodamiento plano, un espejo retrorreflector, un núcleo magnético, una bobina y el circuito oscilador que alimenta la bobina. El espejo y el núcleo están montados sobre el rodamiento para asegurar que el movimiento del espejo sea rectilíneo sin desviaciones transversales al movimiento. La bobina está fija, pero colocada de tal modo que el núcleo queda dentro de ella, sin tocarla, evitando que haya fricción. La línea de retraso variable es movida aplicando un voltaje sinusoidal a la bobina. El circuito oscilador produce una señal sinusoidal superpuesta a una componente de DC, la componente de DC es mayor que la amplitud máxima de la sinusoidal, lo que evita que la señal resultante cambie de polaridad. El intervalo de frecuencias utilizado es de 3 a 70 Hz y se puede ajustar tanto la frecuencia como la amplitud de

la señal, el diagrama del circuito oscilador se muestra en la Fig. 3.

La amplitud máxima de movimiento de la bobina es de 2 mm. Al ajustar la posición de cero retraso temporal para que coincida con el punto medio de la carrera del retrorreflector, su movimiento será aproximadamente lineal (dentro de un margen de error de 5%) para un intervalo de 0.8 mm. Esto implica que se puede realizar un barrido máximo de 5.3 ps (al mover el retrorreflector una distancia  $d$ , el camino óptico cambia en  $2d$  y el retraso temporal en  $\Delta t = 2d/c$ ), dentro del cual podemos considerar que el retraso temporal  $\tau$  es barrido linealmente.

La señal del detector es en general muy débil, por lo que se necesita amplificar para poder tener un buen nivel de salida. Dado que el traslape variable entre los pulsos produce un grado también variable de interferencia en la señal, se observan “franjas”, las cuales ocurren a una frecuencia de alrededor de 1MHz, dependiendo de la velocidad de oscilación del espejo. Entonces, para obtener la autocorrelación interferométrica, se usa un amplificador rápido, que pueda responder desde DC hasta 2 o 3 MHz. Sin embargo, este amplificador no permite un factor de amplificación elevado. Para tener una señal de autocorrelación de intensidad, la señal se envía a un amplificador que filtra la componente de alta frecuencia de las “franjas” de interferencia. Este amplificador permite una amplificación más elevada y por tanto una mejor relación de señal a ruido. Con un interruptor se puede cambiar la salida de una interferométrica a una de intensidad y un voltaje proporcional a la foto-corriente generada es enviado a un osciloscopio para su visualización junto con una señal de disparo. La Fig. 4 muestra el diagrama del circuito amplificador empleado.

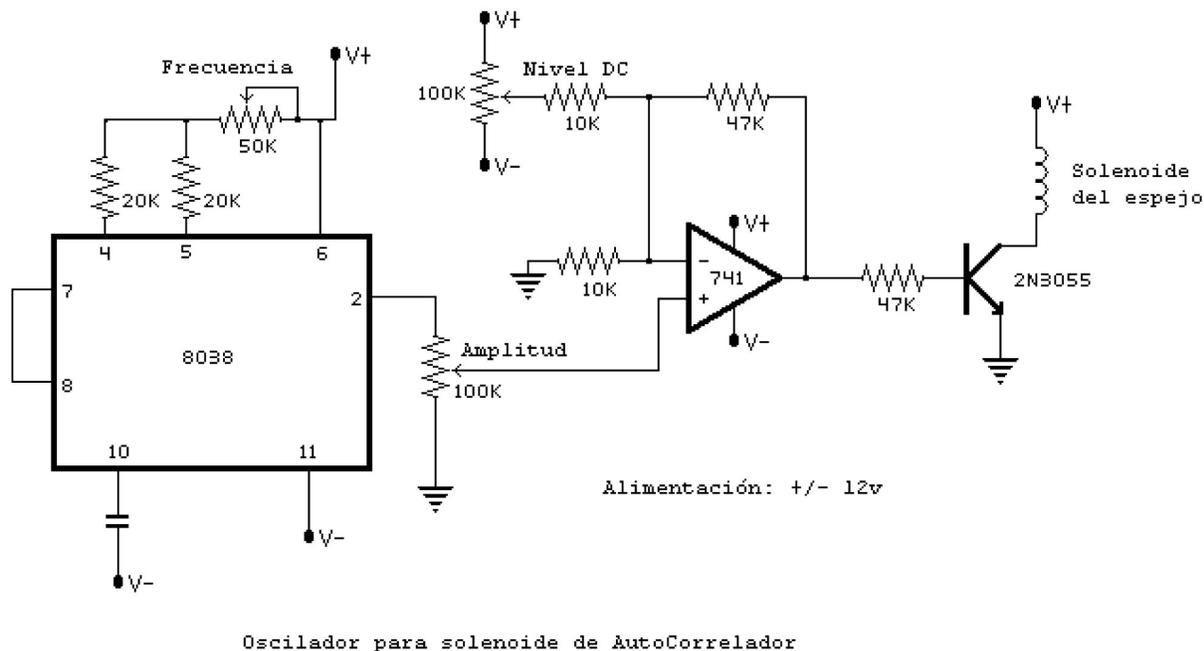


FIGURA 3. Esquema del circuito oscilador para generar el retraso temporal variable.

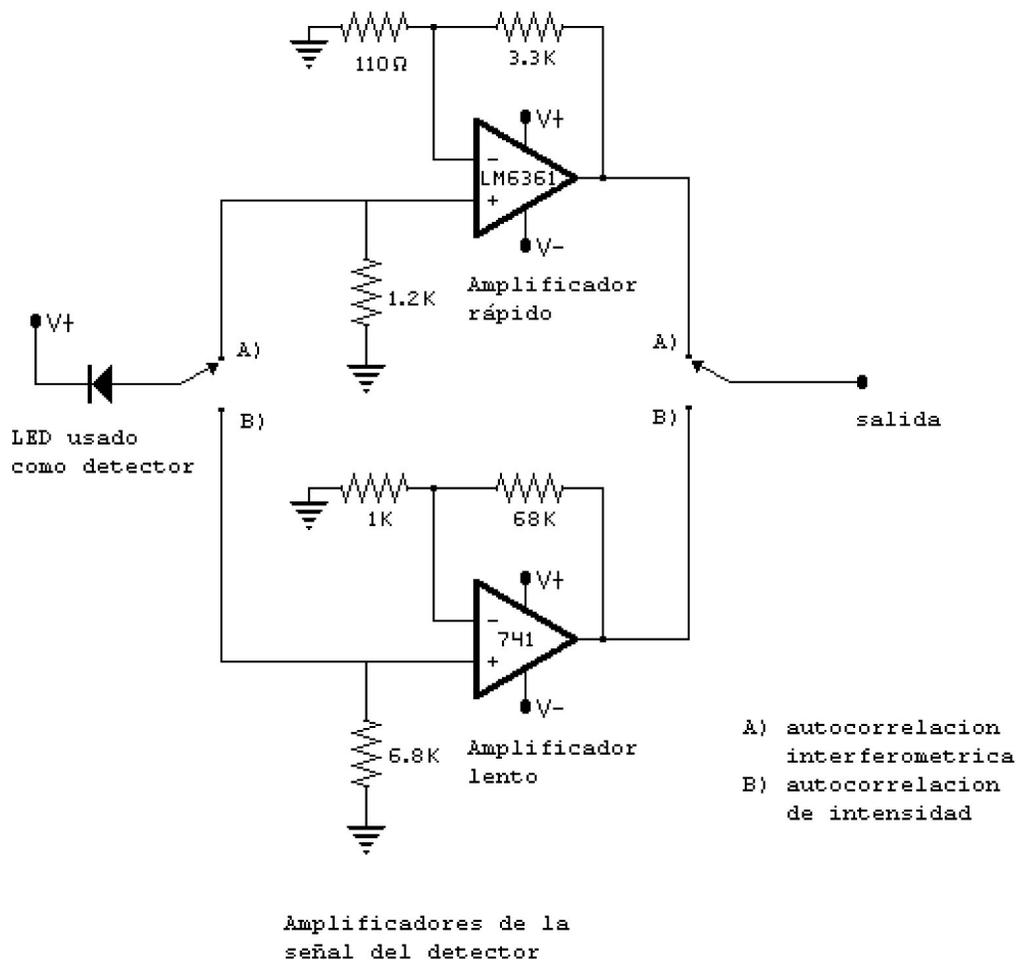


FIGURA 4. Esquema del circuito amplificador de la señal producida por el LED.

### 4. Resultados

Una vez construido el dispositivo, el primer problema consiste en relacionar la escala de tiempo mostrada en el osciloscopio con la duración real de la traza de autocorrelación. Puesto que se está empleando un retrorreflector en la línea de retraso, al mover el espejo una distancia  $d_0$ , la diferencia de camino óptico  $\Delta z$  cambia realmente por  $2d_0$ . Este cambio de camino óptico implica a su vez un retraso temporal  $\Delta t = \Delta z/c = 2d_0/c$ .

Para una frecuencia de oscilación del espejo  $F$  y una amplitud máxima de desplazamiento del mismo  $A$ , bajo la aproximación de movimiento a velocidad constante, la velocidad de movimiento del espejo es  $2FA$ . La duración de la señal desplegada en el osciloscopio, correspondiente a un desplazamiento  $d_0$ , estará dada por  $t_1 = dist/vel = d_0/2FA$ . Como  $d_0 = ct_0$ , con  $t_0$  el tiempo real (en fs) que toma el barrido, tendremos entonces que

$$t_0 = \frac{2FA t_1}{c} \tag{6}$$

Para los valores empleados en el dispositivo encontramos que  $2FA/c = 0.269 \text{ fs}/\mu\text{s}$ . Así, al medir el ancho (FWHM) de la traza de autocorrelación en  $\mu\text{s}$ , sólo necesitamos multiplicarlo por este factor para encontrar el ancho real de la traza  $\tau_{ac}$ , en fs. Es importante tener en cuenta que para el caso de un pulso gaussiano en el tiempo, la duración (FWHM)  $\tau_p$  del pulso está relacionada con  $\tau_{ac}$  a través de  $\tau_p = \tau_{ac}/\sqrt{2}$  [1]. Las Figs. 5 y 6 muestran las trazas de autocorrelación en intensidad e interferométrica, respectivamente, obtenidas para los pulsos producidos por un láser de Ti:zafiro con amarre de modos por efecto Kerr óptico, operando a 825 nm. Los pulsos son producidos en un tren con una frecuencia de repetición de 100 MHz y se utilizó una potencia promedio de 40 mW para producir las trazas de autocorrelación. La autocorrelación en intensidad muestra una duración de  $329 \mu\text{s}$ , lo que corresponde a  $\tau_{ac} = 89 \text{ fs}$  y por tanto a  $\tau_p = 62 \text{ fs}$  para los pulsos. Como se mencionó anteriormente, la autocorrelación interferométrica sirve para mostrar el grado de modulación en frecuencia dentro del pulso. En general, un pulso con modulación en frecuencia y envolvente gaussiana tendrá la forma

$$E(t) = E_0 \exp[-t^2/t_0^2] \exp[i(\omega t + \theta)], \tag{7}$$

donde  $\omega$  es la frecuencia instantánea, que consideraremos con una modulación lineal en el tiempo,

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega t. \tag{8}$$

La correlación interferométrica para estos pulsos puede entonces calcularse utilizando al campo dado por la Ec. (7)

en la Ec. (5). Es importante notar que puesto que la autocorrelación en intensidad solo involucra a la irradiancia  $I(t)$ , no es sensible al valor del factor de modulación  $\delta\omega$ .

La Fig. 7 muestra las curvas teóricas para la autocorrelación interferométrica de pulsos con una envolvente de duración igual a la obtenida experimentalmente y diferentes

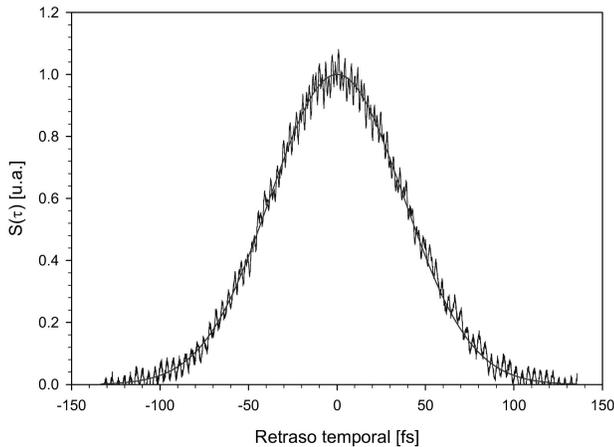


FIGURA 5. Trazo de autocorrelación de intensidad para los pulsos de un oscilador de Ti:zafiro, el ancho  $\tau_{ac} = 89$  fs. Se muestra también el ajuste gaussiano hecho a los datos experimentales.

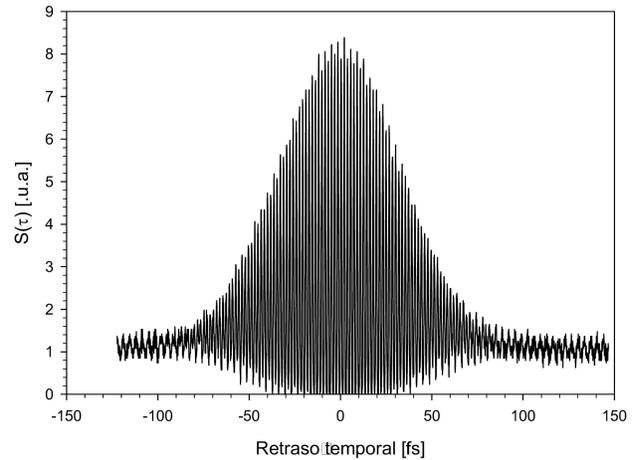


FIGURA 6. Autocorrelación interferométrica para los pulsos de un oscilador de Ti:zafiro.

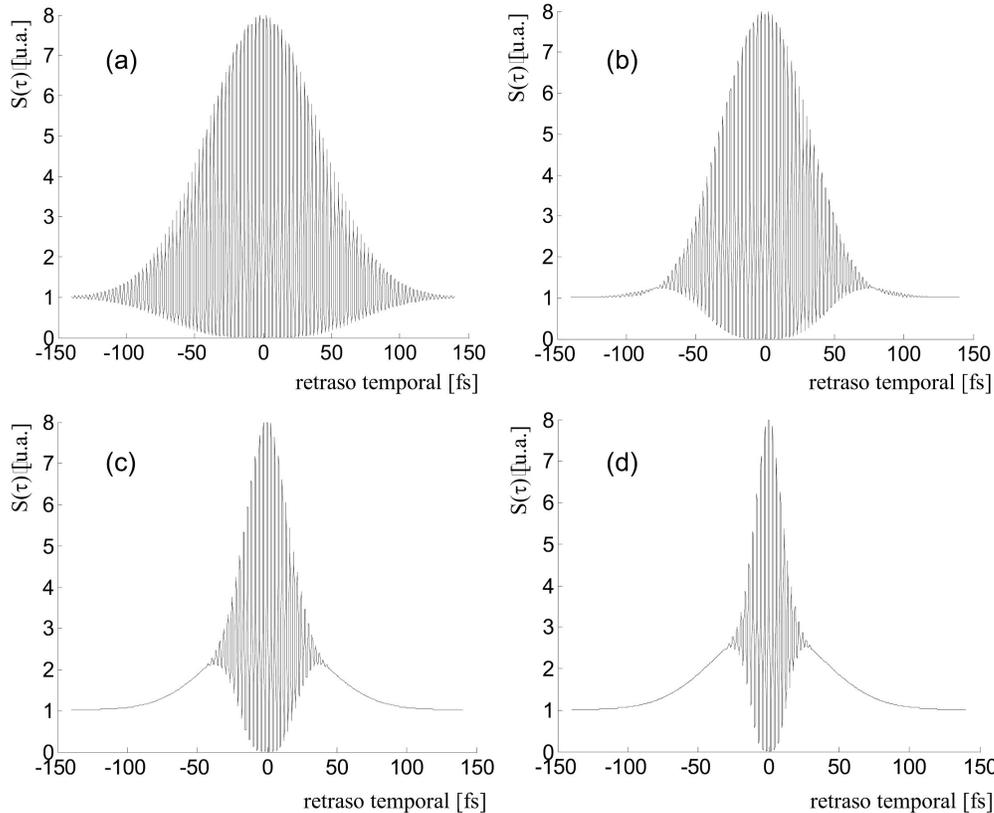


FIGURA 7. Resultados teóricos para la autocorrelación interferométrica con diferentes valores del factor de modulación  $\delta\omega$ : (a) sin modulación ( $\delta\omega=0$ ), (b)  $\delta\omega = 0.001 \text{ fs}^{-2}$ , (c)  $\delta\omega = 0.003 \text{ fs}^{-2}$  y (d)  $\delta\omega = 0.005 \text{ fs}^{-2}$ . En todos los casos se utilizó la misma duración del pulso,  $t_p = 62$  fs.

valores del factor de modulación  $\delta\omega$ . Como se puede ver, el ancho de la envolvente de la traza es el mismo que el de la autocorrelación en intensidad para el caso libre de modulación ( $\delta\omega = 0$ ). Al ir aumentando el valor de  $\delta\omega$ , el ancho de la envolvente va disminuyendo y las franjas van desapareciendo para valores grandes del retraso temporal. Para un valor muy grande de  $\delta\omega$ , la traza se parecerá en gran medida a la de intensidad, excepto para valores alrededor del cero retraso. El hecho de que las trazas experimentales en intensidad e interferométrica (Figs. 5 y 6) tengan prácticamente el mismo ancho y que las oscilaciones persistan para los valores más grandes del retraso temporal, implica que el pulso medido prácticamente está libre de modulación en frecuencia. De la Fig. 7 se ve claramente que aun para valores de  $\delta\omega$  tan pequeños como  $0.001\text{fs}^{-2}$  la traza se modifica apreciablemente.

## 5. Conclusiones

En este trabajo se ha presentado el diseño y construcción de un autocorrelador basado en la absorción de dos fotones en

un LED. El autocorrelador presenta las ventajas de bajo costo y sencillez de operación en comparación con los dispositivos tradicionales basados en GSA en cristales no lineales. El diseño permite obtener las trazas de autocorrelación en intensidad e interferométrica. Se presentan resultados obtenidos con este dispositivo para la medición de la duración de pulsos ultracortos en el infrarrojo cercano provenientes de un láser de Ti:zafiro.

## Agradecimientos

Se agradece al CONACyT por el apoyo brindado para la realización de este trabajo a través de los proyectos 26667-A y 35256-E.

- 
1. J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, San Diego USA, 1996).
  2. Y. Takagi, T. Kobayashi, K. Yoshihara, *Opt. Lett.* **17** (1997) 658.
  3. D.T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W.E. Sleat, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **22** (1997) 233.
  4. R. Rangel-Rojo, T.I. Kosa, E. Hajto, P.J.S. Ewen, A.E. Owen, A.K. Kar, and B.S. Wherrett, *Opt. Commun.* **109** (1994) 145.
  5. Ver por ejemplo, R.L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear optics* (Marcel Dekker, New York 1996) Chapter 9.
  6. E.W. VanStryland, H. Vanherzeele, M.A. Woodall, M.J. Soileau, A.L. Smirl, S. Guha, T.F. Boggess, *Opt. Engineering* **24** (1985) 613.
  7. G. Steinmeyer, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5**, (2003) R1.
  8. A. Brun, P. Georges, G. Le Saux, F. Salin, *J. of Phys. D: Applied Physics* **24** (1991) 1225.
  9. R. Trebino, D.J. Kane, *J. Opt. Soc. Am. A* **10** (1993) 1101.
  10. O.E. Martinez, J.L.A. Chilla, *Opt. Lett.* **16** (1991) 39.
  11. F. Guillén Rentería, *Mediciones de las funciones de autocorrelación de pulsos de láser de femtosegundos usando diodos emisores de luz*, Tesis de Maestría en Optica, CICESE, Ensenada, BC, México (1999).