

## POST-COMPRESIÓN DE PULSOS CON DIFERENTES PERFILES TEMPORALES POST-COMPRESION OF PULSES WITH DIFFERENT TIME PROFILES

F. FLORES<sup>†</sup> & J. SAN ROMÁN<sup>‡</sup>

<sup>†</sup>Carrera de Física, Universidad Mayor de San Simón

<sup>‡</sup>Centro de láseres pulsados, Universidad de Salamanca

### RESUMEN

Se estudiaron cinco perfiles temporales para identificar qué pulsos son los más adecuados en la post-compresión por fibra hueca. Las funciones correspondientes a estos perfiles son: gaussiana, secante hiperbólica, super-gaussiana y dos gaussianas asimétricas invertidas entre sí. Los pulsos ultra-cortos fueron propagados por una fibra hueca que está llena de argón. Para comparar los ensanchamientos espectrales después de la propagación no-lineal utilizamos pulsos de entrada con anchos espectrales parecidos. Estudiamos por separado los efectos de dispersión y los efectos no-lineales, y luego consideramos todos los efectos juntos. De todos los casos estudiados, la secante hiperbólica presenta un ensanchamiento espectral superior a los otros pulsos simétricos y además presenta menor fase espectral, lo que significa mayor facilidad en la compensación de fase.

*Descriptor:* óptica no-lineal — compresión de pulsos

Código(s) PACS: 42.65.k, 42.65.Re

### ABSTRACT

We studied five time profiles to identify which pulses are most suitable for post-compression through a hollow fiber. The corresponding profile functions analyzed were: Gaussian, hyperbolic secant, super-Gaussian and two inverted asymmetric Gaussians. The ultra short pulses were propagated using a hollow fiber filled with Argon. We used input pulses with similar widths in order to compare their spectral dispersion after the non-linear propagation. The dispersion and non-linear effects were studied separately before considering them as a whole. We found that of all the profile functions analyzed the hyperbolic secant presents the greatest spectral dispersion and the smallest spectral phase, and as such better facilitates the occurrence of phase compensation.

*Subject headings:* nonlinear optics — pulse compression

### 1. INTRODUCCIÓN

En la década de los setenta e inicios de los ochenta, surgieron nuevos fenómenos no lineales por la combinación de efectos de dispersión y efectos no lineales, por ejemplo, la compresión de pulsos y propagación de solitones (Agrawal 2000). En la actualidad, gracias al avance tecnológico de los láseres ultra-cortos y ultra-intensos es posible generar con facilidad efectos de propagación no lineales.

Una de las aplicaciones más importante en la propagación no lineal es la post-compresión de pulsos y, los dos esquemas utilizados para comprimir pulsos son la filamentación (Hauri et al. 2004) y la post-compresión con fibra hueca (Nisoli et al. 1997). La filamentación surge del equilibrio entre el efecto Kerr óptico (autofocalización del haz láser) y la ionización del medio por absorción multifotónica (defocalización del haz láser) (Mechain et al. 2005). En el segundo método, los pulsos son guiados por la fibra hueca y requieren de cortas distancias para las manifestaciones de los efectos no lineales. La principal característica de ambos métodos es el efecto de la automodulación de fase (self-phase modulation, SPM) que

produce un ensanchamiento en el espectro o generación de nuevas frecuencias. Normalmente los dos métodos de post-compresión requieren el mecanismo de la compensación del chirp, producido por los efectos de dispersión y efectos no lineales.

Dentro de la dinámica temporal de los pulsos, destacamos dos grandes efectos; la dispersión cromática y los efectos no lineales:

#### 1.1. Dispersión cromática

La respuesta del medio a la interacción con la luz está dada por la variación del índice de refracción  $n(\omega)$  con la frecuencia  $\omega$ , cuya consecuencia principal es el ensanchamiento temporal. Matemáticamente los efectos de la dispersión se consideran expandiendo en series de Taylor la constante de propagación  $\beta$  alrededor de la frecuencia central del pulso,  $\omega_0$ ;

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1)$$

$\beta_2$  es la dispersión de la velocidad de grupo (group velocity dispersion, GVD), y es el responsable para el ensanchamiento del pulso. El coeficiente  $\beta_3$  se conoce

como dispersión de tercer orden (third order dispersion, TOD), su inclusión es necesaria cuando  $\beta_2 \approx 0$ , asimismo, si consideramos pulsos ultracortos, aún si  $\beta_2 \neq 0$ . La TOD produce cambios en la forma del pulso, asimetrías con estructuras oscilatorias en un extremo.

### 1.1.1. Efecto no lineal

La expresión matemática de la dependencia del índice de refracción con la intensidad se conoce como efecto Kerr,

$$n(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2|E|^2, \quad (2)$$

donde  $n(\omega)$  es la parte lineal del índice de refracción,  $|E|^2$  es la intensidad óptica dentro de la fibra y,  $n_2$  es el coeficiente del índice no lineal relacionada con la susceptibilidad  $\chi^{(3)}$ . La dependencia del índice de refracción con la intensidad conduce a muchos efectos no lineales; por ejemplo el SPM. Asimismo al utilizar pulsos ultra-cortos, es necesario considerar efectos no lineales de orden elevado como es el self-steepening (produce asimetrías en el espectro y desplazamiento hacia los azules (Couairon & Mysyrowicz 2007)). Además, en el caso de tratar con un gas molecular debemos incluir el efecto del scattering Raman (origina un desplazamiento del espectro hacia el rojo (Santhanam & Agrawal 2003)).

### 1.1.2. Ecuación de la propagación no lineal

Utilizando la aproximación de la envolvente lentamente variable, la ecuación de onda es dividida en dos ecuaciones; una para la parte espacial que lo consideraremos constante<sup>1</sup> y, la otra para la parte temporal;

$$i \frac{\partial \phi}{\partial z} = \left( \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{i\alpha}{2} \right) \phi - \gamma \left( |\phi|^2 \phi + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|\phi|^2 \phi) - T_R \frac{\partial |\phi|^2}{\partial T} \phi \right), \quad (3)$$

donde  $\beta_2$  y  $\beta_3$  son los términos de dispersión de segundo y tercer orden,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción,  $\gamma$  es el parámetro no lineal proporcional a  $n_2$ . La ecuación 3 es conocida como la ecuación de propagación paraxial no lineal de envolvente lentamente variable y, puede ser agrupada en dos operadores; lineal  $\hat{D}$  y no lineal  $\hat{N}$ ,

$$i \frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = [\hat{D} + \hat{N}] \phi(z, t). \quad (4)$$

## 2. METODOLOGÍA

Las simulaciones de la propagación de pulsos ultra-cortos son guiados por una fibra hueca de 0.2 m de longitud y diámetro interno de 300  $\mu\text{m}$ . La fibra hueca está llena de argón a presión atmosférica, por lo cuál los parámetros no lineales y de dispersión para el argón (Couairon et al. 2008) son;

<sup>1</sup> porque el haz se propaga en un modo propio de la fibra, aunque en principio las ecuaciones están acopladas por la no linealidad, pero conseguimos el desacoplamiento asumiendo que el haz no cambia en su estructura espacial.

$$\begin{aligned} n_2 &= 1.74 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W} \\ \beta_2 &= 19.80 \text{ fs}^2/\text{m} \\ \beta_3 &= 15.86 \text{ fs}^3/\text{m} \end{aligned}$$

Utilizamos cuatro perfiles temporales en la propagación de pulsos ultra-cortos; gaussiana, secante hiperbólica, super gaussiana (de orden  $m = 2$ ), y pulso gaussiano asimétrico,

$$f(t) = \exp(-(t/t_p)^2), \quad (5)$$

$$f(t) = \text{sech}(t/t'_p), \quad (6)$$

$$f(t) = \exp(-(t/t''_p)^{2m}), \quad (7)$$

$$f(t) = \begin{cases} \exp(-(t/t_{p1})^2) & (\text{para } t \leq 0) \\ \exp(-(t/t_{p2})^2) & (\text{para } t > 0) \end{cases}, \quad (8)$$

donde  $t_p$  es la semiachura del pulso gaussiano (50 femtosegundos) a la altura de  $\exp(-2)$  y  $t'_p$ ,  $t''_p$ ,  $t_{p1}$ ,  $t_{p2}$  son parámetros que también nos dan información del ancho temporal de sus respectivos pulsos y, son ajustados para conseguir inicialmente anchuras espectrales parecidas al de la gaussiana.

Para el pulso asimétrico usamos los valores de  $t_{p1} = 80$ ,  $t_{p2} = 30$  y también estudiamos la asimetría invertida, es decir,  $t_{p1} = 30$ ,  $t_{p2} = 80$ . Para distinguirlos los denotamos como asimetría 1 al primero y asimetría 2 al segundo.

Los resultados en la propagación no lineal son evaluados en función de: Ensanchamiento espectral, ensanchamiento temporal comparado con la transformada límite de Fourier, desplazamiento espectral y la fase inducida durante la propagación. Después de la propagación no lineal, los diferentes pulsos (ecuaciones 5, 6, 7, 8) presentan diferentes anchuras espectrales, por lo cuál, los que tengan más espectro y una menor fase espectral (facilidad en la compensación de la fase) serán los más apropiados para conseguir los pulsos más comprimidos.

Para tener la cuantificación aproximada del chirp que se induce en la propagación no lineal, realizamos un ajuste polinomial de orden tres a la curva de la fase espectral,

$$\varphi(\omega) = f_3(\omega - \omega_c)^3 + f_2(\omega - \omega_c)^2 + f_1(\omega - \omega_c) + f_0, \quad (9)$$

donde  $f_3$  y  $f_2$  están relacionados con la *group delay dispersion* GDD y la *third order dispersion* TOD por medio de la ecuación 1,  $\omega_c$  es la frecuencia central desplazada durante la propagación del pulso, y se ha calculado por la definición de centro de gravedad. Utilizamos la definición matemática de segundo momento para estimar el ensanchamiento espectral producido por los efectos no lineales para un perfil arbitrario:

$$(\sigma_\omega)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\omega - \omega_c)^2 I(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) d\omega}. \quad (10)$$

$$\Delta\omega = 4\sigma_\omega \quad (\text{Anchura total}). \quad (11)$$

El pulso límite de Fourier conseguimos calculando la transformada inversa de Fourier del valor absoluto del perfil espectral.

TABLA 1  
CASO I; SÓLO DISPERSIÓN.

Pulso	$E_i [10^{-11}\text{J}]$	$E_f [10^{-11}\text{J}]$	$\omega_{cf}[\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_i[\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_f[\text{fs}^{-1}]$	$f_3[\text{fs}^3]$	$f_2[\text{fs}^2]$
$\exp(-t^2/t_p^2)$	6.266	6.266	0	0.0800	0.0800	0.528	1.980
$\text{sech}(t/t_p)$	5.733	5.733	0	0.0806	0.0806	0.528	1.980
$\exp(-(t/t_p)^4)$	9.146	9.146	0	0.0798	0.0798	0.528	1.980
Asimétrico 1	6.893	6.893	0	0.0816	0.0816	0.528	1.980
Asimétrico 2	6.893	6.893	0	0.0816	0.0816	0.528	1.980

TABLA 2  
CASO II; SÓLO SPM.

Pulso	$E_i [10^{-11}\text{J}]$	$E_f [10^{-11}\text{J}]$	$\omega_{cf}[\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_i[\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_f[\text{fs}^{-1}]$	$f_3[\text{fs}^3]$	$f_2[\text{fs}^2]$
$\exp(-t^2/t_p^2)$	6.266	6.266	0	0.0800	0.7721	0	43.7905
$\text{sech}(t/t_p)$	5.733	5.733	0	0.0806	0.8466	0	32.6614
$\exp(-(t/t_p)^4)$	9.146	9.146	0	0.0798	0.6727	0	92.0258
Asimétrico 1	6.893	6.893	0	0.0816	0.7880	$-7.2695 \times 10^3$	54.7241
Asimétrico 2	6.893	6.893	0	0.0816	0.7880	$7.8379 \times 10^3$	54.7241

### 2.1. Algoritmo numérico

El método que se ha utilizado para resolver la ecuación 4 es el Split-Step Fourier Method, con el cual la solución de la ecuación 4 puede aproximarse de la siguiente forma;

$$\phi(z + \Delta z, t) \approx \exp(-i\hat{D}\Delta z) \exp(-i\hat{N}\Delta z) \phi(z, t), \quad (12)$$

la parte no lineal es una matriz diagonal y puede ser evaluada directamente, y la parte de la dispersión puede ser evaluada en el espacio de Fourier.

Remarcamos que el método utilizado es una aproximación porque los operadores  $\hat{D}$  y  $\hat{N}$  no conmutan. Sin embargo, considerando la fórmula de Baker-Hausdorff (Agrawal 2000), el error cometido es del orden  $\Delta z^2$ . Teniendo en cuenta este desarrollo, es más preciso realizar el Split-Step Fourier Method de la siguiente manera;

$$\phi(z + \Delta z, t) \approx \exp(-i\hat{D}\frac{\Delta z}{2}) \exp(-i\hat{N}\Delta z) \exp(-i\hat{D}\frac{\Delta z}{2}) \phi(z, t), \quad (13)$$

esto significa, aplicar la dispersión y absorción durante  $\Delta z/2$ , después aplicar la no linealidad en todo el intervalo  $\Delta z$ , y nuevamente la dispersión en el otro intervalo  $\Delta z/2$ .

Los parámetros de control en el programa para todos los perfiles temporales son  $\Delta z$ ,  $N$  (número de iteraciones) y  $P_{in}$  (potencia pico inicial), donde  $L = N\Delta z = 0.2\text{m}$ . Elegimos el criterio de utilizar la potencia pico, es decir, todos los pulsos tienen la misma potencia pico de entrada, lo que significa que no tienen la misma energía de entrada. Recordamos, como ejemplo, que la potencia pico es el parámetro natural con la que se caracterizan la formación del solitón de Townes.

### 3. RESULTADOS Y DISCUSIONES

En las Tablas 1, 2, 3, y 4 se presentan los resultados obtenidos en el trabajo. En ellas se presentan: La función del perfil temporal, la energía inicial  $E_i[\text{J}]$ , la energía final  $E_f[\text{J}]$ , el desplazamiento de la frecuencia central  $\omega_{cf}[\text{fs}]$ , la anchura espectral inicial

$\Delta\omega_i[\text{fs}^{-1}]$ , la anchura espectral final  $\Delta\omega_f[\text{fs}^{-1}]$  y los parámetros de ajuste de la fase  $f_3[\text{fs}^3]$  y  $f_2[\text{fs}^2]$ .

En todas las Tablas de resultados se observa que la energía inicial es igual a la energía final, es decir, no existe pérdidas en la energía porque el Argón tiene un coeficiente de absorción despreciable (en el programa se utilizó  $\alpha = 0$ ). Además, en el modelo de fibra no existe ningún otro término de pérdida, por lo cual, los resultados de la energía son una comprobación de que la simulación es correcta.

### 4. CASO I, SÓLO DISPERSIÓN

En esta primera sección de resultados consideramos únicamente los términos de dispersión y despreciamos los efectos no lineales. El chirp generado solo produce una modificación en la fase, pero la anchura espectral no es modificada porque los efectos de dispersión no generan nuevas frecuencias, solo producen un reordenamiento de las mismas. Por tanto, los resultados de  $\Delta\omega_i = \Delta\omega_f$  son correctos.

El parámetro  $\beta_2$  presenta mayor influencia que  $\beta_3$  durante la propagación, es decir, la asimetría y la distorsión que induce  $\beta_3$  es inapreciable en los perfiles temporales.

Los ajustes realizados a las fases espectrales de todos los perfiles temporales concuerdan con la GVD y la TOD introducida en la propagación en Argón a presión atmosférica de 0.2 m. Por tanto, los valores conseguidos en el ajuste de la fase espectral constituyen una indicación que los resultados numéricos son correctos.

Es importante resaltar que los perfiles temporales asimétricos tienen inicialmente una TOD  $\neq 0$ , esto implica que no ingresan con una fase plana como los pulsos simétricos. La aparición inicial de la TOD en la fase espectral puede ser atribuido porque los pulsos asimétricos presentan inicialmente una asimetría temporal notable ( $f_3$  inicial del orden  $10^3$ ). En este contexto, los valores de  $f_3$  que se presentan en la Tabla 1 son la diferencia de la TOD de salida y de entrada.

TABLA 3  
CASO III; DISPERSIÓN MÁS SPM

Pulso	$E_i [10^{-11}\text{J}]$	$E_f [10^{-11}\text{J}]$	$\omega_{cf} [\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_i [\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_f [\text{fs}^{-1}]$	$f_3 [\text{fs}^3]$	$f_2 [\text{fs}^2]$
$\exp(-t^2/t_p^2)$	6.266	6.266	0	0.0800	0.7571	0.4313	46.5355
$\text{sech}(t/t_p)$	5.733	5.733	0	0.0806	0.8218	0.3566	35.7349
$\exp(-(t/t_p)^4)$	9.146	9.146	0	0.0798	0.6636	0.4353	94.2300
Asimétrico 1	6.893	6.893	0	0.0816	0.7596	$-7.7056 \times 10^3$	54.9266
Asimétrico 2	6.893	6.893	0	0.0816	0.7629	$7.7035 \times 10^3$	54.8775

TABLA 4  
CASO IV; TODOS LOS EFECTOS

Pulso	$E_i [10^{-11}\text{J}]$	$E_f [10^{-11}\text{J}]$	$\omega_{cf} [\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_i [\text{fs}^{-1}]$	$\Delta\omega_f [\text{fs}^{-1}]$	$f_3 [\text{fs}^3]$	$f_2 [\text{fs}^2]$
$\exp(-t^2/t_p^2)$	6.266	6.266	0.0093	0.0800	0.7741	-30.7446	47.0923
$\text{sech}(t/t_p)$	5.733	5.733	0.0112	0.0806	0.8412	-18.9070	35.9442
$\exp(-(t/t_p)^4)$	9.146	9.146	0.0067	0.0798	0.688	-70.8221	102.6919
Asimétrico I	6.893	6.893	0.0109	0.0816	0.8812	$-7.7595 \times 10^3$	74.8243
Asimétrico II	6.893	6.893	0.0079	0.0816	0.7015	$7.6102 \times 10^3$	55.8122

### 5. CASO II, SOLO AUTO-MODULACIÓN DE FASE

Ahora consideramos solo un efecto no lineal, la auto-modulación de fase, y despreciamos los efectos de dispersión. En la Tabla 2 se presentan los resultados conseguidos en la propagación no lineal, se observa nuevamente que la frecuencia central no sufre un desplazamiento. Esto es correcto porque la automodulación de fase produce nuevas frecuencias o ensanchamiento espectral simétrico, lo que significa que el pulso después de la propagación no adquiere un valor de  $f_3$ . Por lo cual, el chirp inducido por la automodulación de fase es producida por  $f_2$ .

La simetría se rompe para el caso de los perfiles asimétricos, sin embargo el centro de gravedad (frecuencia central) permanece sin modificación para la potencia y duraciones del pulso elegidas en el programa.

Los resultados de la Tabla 2 muestran que el pulso secante hiperbólico tiene el mayor ensanchamiento espectral, y el pulso super-gaussiano presenta el menor ensanchamiento espectral.

En la Tabla 2 se puede observar que los perfiles asimétricos muestran un valor elevado de  $f_3$ . Una posible explicación es: Como se explicó anteriormente, ellos ya ingresan con un valor significativo de TOD por la asimetría temporal. El SPM parece compensar el TOD inicial, reduciendo de manera significativa la componente cúbica de la fase espectral. Sin embargo, se mantienen las asimetrías temporales de los pulsos, cuyo origen está en la asimetría notable del espectro.

Los ajustes de fase tienen mucha sensibilidad con el intervalo del ajuste. Por este motivo, los ajuste de fase que se presentan en este trabajo deben considerarse como resultados cualitativos más que cuantitativos.

### 6. CASO III, DISPERSIÓN MÁS AUTOMODULACIÓN DE FASE

En la Tabla 3 presentamos los resultados considerando los efectos de dispersión y la automodulación

de fase. Se puede notar un ligero incremento de los coeficientes  $f_2$  respecto al caso II, así mismo que  $f_3 \neq 0$ , lo que es lógico porque la dispersión contribuye al chirp en todos los ordenes. Sin embargo, el efecto no lineal es más dominante que los efectos de dispersión. Los perfiles asimétricos tienen un comportamiento parecido al caso II, donde tampoco se observa desplazamientos de la frecuencia central para la potencia y duraciones de pulsos utilizadas en este trabajo.

El ligero incremento de  $f_2$  provoca incrementos en las anchuras temporales, y esto implica que las anchuras espectrales deben disminuir ligeramente, como se observa en la Tabla 3. Los valores obtenidos para  $f_3$  en los pulsos asimétricos tienen la misma explicación que el caso II. Al igual que los dos anteriores casos, en la Tabla 3 se puede notar que la secante hiperbólica presenta la mayor anchura espectral después de la propagación no lineal.

### 7. CASO IV, TODOS LOS EFECTOS NO LINEALES Y DE DISPERSIÓN

En esta última sección consideramos los tres efectos no lineales; la automodulación de fase, el self-steepening y el efecto scattering Raman junto con los efectos de dispersión. Es importante remarcar que para activar el efecto del scattering Raman es necesario considerar que el pulso se propaga en un gas molecular.

En la Tabla 4 se puede notar que el pulso asimétrico 1 tiene el mayor ensanchamiento espectral, pero presenta parámetros de dispersión más complicadas de compensar. En general, los ensanchamientos espectrales tienen el mismo comportamiento que los obtenidos en los casos anteriores, es decir, la secante hiperbólica tiene el mayor espectro después de la propagación no lineal.

En la Figura 1 se muestran los perfiles temporales, perfiles espectrales en frecuencias y longitudes de onda, en ellas se pueden apreciar los efectos que producen el SPM, self-steepening y el efecto Raman (en-

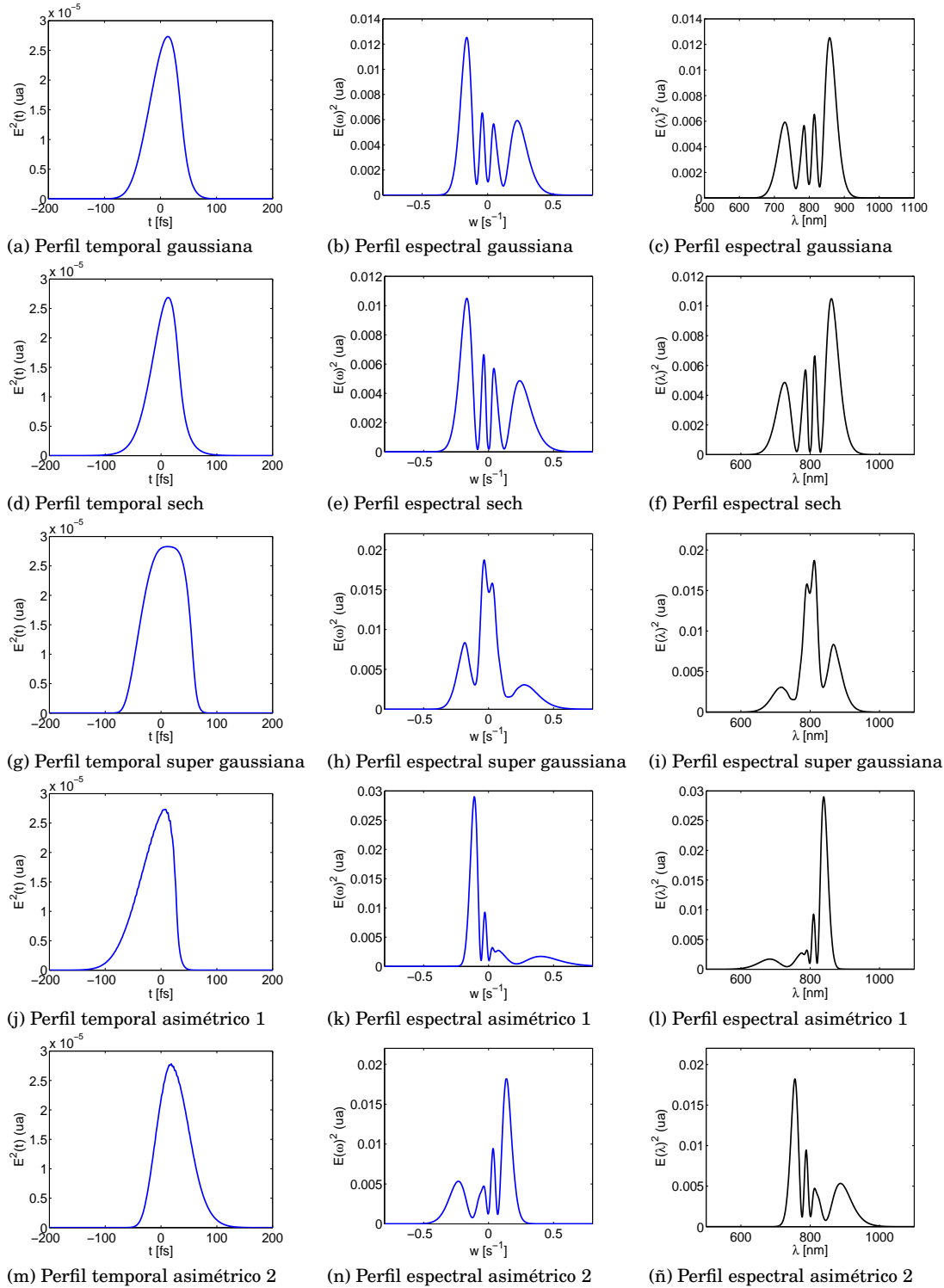


FIG. 1.— Perfiles temporales y espectrales (en unidades arbitrarias, ua) después de la propagación por fibra hueca; caso IV, todos los efectos de dispersión y no lineales

sanchamientos y asimetrías en los espectros y desplazamientos de la frecuencia central). Los valores numéricos de la *full width at half maximum* FWHM, del pulso límite de Fourier para los 5 perfiles utilizados son;

**Gaussiana** FWHM = 7.36 fs.

**Secante hiperbólico** FWHM = 6.66 fs.

**Super-gaussiana** FWHM = 6.89 fs.

**Asimétrico 1** FWHM = 5.26 fs.

**Asimétrico 2** FWHM = 7.92 fs.

Se puede notar que el pulso asimétrico 1 presenta la mejor compresión del pulso, pero tiene una compensación complicada en la fase. Sin embargo, como hasta ahora se ha estado observando en los casos II al IV, el pulso secante hiperbólico resulta ser adecuado para la mejor compresión y con una compensación menor de la fase en comparación con los otros pulsos estudiados.

## 8. CONCLUSIONES

Las conclusiones del presente trabajo son;

- Los pulsos gaussianos asimétricos presentan

intrínsecamente una TOD inicial que origina una fase espectral, y en general los pulsos asimétricos estudiados presentan compensaciones complicadas de la fase.

- En la propagación lineal, el chirp inducido por los efectos de dispersión de segundo y tercer orden son iguales para los diferentes perfiles temporales.
- La secante hiperbólica presenta mejores incrementos espectrales en todos los casos de la propagación no lineal, por lo cual, puede ser un perfil adecuado para la post-compresión, logrando alcanzar un pulso límite de Fourier de 6.66 fs. Sin embargo, considerando todos los efectos lineales y no lineales, el pulso asimétrico 1 presenta mayor espectro, y tiene un pulso límite de Fourier de 5.26 fs. Remarcamos que la asimetría intrínseca de los pulsos gaussianos asimétricos dificulta la compensación de la fase, así mismo son sensibles a pequeños incrementos de la potencia pico inicial.

## REFERENCIAS

- Agrawal, G. P. 2000, Nonlinear Fiber Optics (University of Rochester, third Edition)
- Couairon, A., Chakraborty, H. S., & Gaarde, M. B. 2008, Phys. Rev. A, 77, 053814
- Couairon, A. & Mysyrowicz, A. 2007, Physics Reports, 441, 47
- Hauri, C. P., Kornelis, W., Helbing, F. W., Heinrich, A., Couairon, A., Mysyrowicz, A., Biegert, J., & Keller, U. 2004, Appl. Phys. B, 79, 673
- Mechain, G., D'Amico, C., Andre, Y.-B., Tzortzakis, S., Franco, M., Prade, B., Mysyrowicz, A., Couairon, A., Salmon, E., & Sauerbrey, R. 2005, Optics Communications, 247, 171
- Nisoli, M., Silvestri, S. D., & Svelto, O. 1997, Optics letters, 22, No. 8
- Santhanam, J. & Agrawal, G. P. 2003, Optics Communications, 222, 413