

Auto-compresión extrema de pulsos láser infrarrojos en fibras huecas con gradientes de presión decrecientes

Autor: Marina Fernández Galán

Tutores: Enrique Conejero Jarque y Julio San Román Álvarez de Lara

Dirección de institución del autor: Universidad de Salamanca, E-37008, Salamanca

Dirección de institución de los tutores: Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Plaza de la Merced s/n, E-37008, Salamanca, España

Palabras clave: óptica no lineal, pulsos láser ultracortos, fibras huecas, auto-compresión solitónica, gradientes de presión

Área de evaluación: Ciencias Experimentales, Exactas y Ambientales

Máster o Grado: Máster Universitario en Física y Tecnología de los Láseres por las universidades de Salamanca y Valladolid

Resumen

Los pulsos láser ultracortos con duraciones límite por debajo del ciclo óptico son una herramienta indispensable para el avance de la ciencia ultrarrápida y prometen desvelar las dinámicas atómicas más fundamentales de la materia en la escala de tiempo sub-femtosegundo. Sin embargo, su generación y manipulación aún está limitada a montajes extremadamente costosos y complejos como los denominados sintetizadores de varios canales espectrales. En este trabajo estudiamos, a través de simulaciones numéricas, la generación de pulsos sub-ciclo en el infrarrojo cercano por medio de una técnica mucho más compacta: la auto-compresión solitónica en fibras huecas rellenas de gas con un gradiente de presión decreciente hasta vacío. En contra de lo que habitualmente se pensaba, demostramos la viabilidad de esta técnica en configuraciones experimentales estándar y proponemos una ruta general para encontrar, en cualquier situación, los parámetros del pulso inicial y de la fibra que optimizan el proceso. Comparando los resultados con los obtenidos en la situación más habitual de presión constante, demostramos también que el empleo de un gradiente decreciente favorece de forma natural el proceso de auto-compresión y retrasa la aparición de efectos indeseados como la fisión solitónica por la dispersión de orden alto o la ionización. Esto permite la generación de pulsos sub-ciclo de gran calidad, con duraciones menores, mayores potencia pico, espectros más anchos y un perfil temporal más limpio que los que se obtienen cuando el gas en el interior de la fibra se mantiene a presión constante.

1. Introducción

Desde su invención en 1960, el láser ha revolucionado nuestra manera de estudiar el mundo microscópico a través de la interacción de la luz coherente con la materia. En particular, el desarrollo de los láseres pulsados y de las técnicas de generación de pulsos ultracortos ha permitido un enorme progreso de toda la ciencia ultrarrápida. En un afán por acceder a fenómenos cada vez más rápidos, la resolución temporal conseguida por estos sistemas ha avanzado a lo largo de 12 órdenes de magnitud en las últimas décadas, desde la escala de tiempo del microsegundo ($1 \mu\text{s} = 10^{-6} \text{ s}$) hasta la del attosegundo ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$). El rápido avance de la tecnología láser ha permitido, en los últimos años, la generación de pulsos con duraciones sub-femtosegundo en el rango óptico, sobrepasando el límite natural impuesto por el periodo de la onda portadora. Estos pulsos extremadamente cortos, con una duración inferior a un ciclo óptico, se denominan pulsos sub-ciclo o transitorios de luz.

La generación y manipulación de estos campos electromagnéticos efímeros permite acceder a los fenómenos atómicos más rápidos de la naturaleza con una resolución temporal sin precedentes. Entre sus aplicaciones destacan las técnicas de espectroscopía ultrarrápida resuelta en el tiempo [1], el control de la dinámica de los electrones en la escala atómica para avanzar la electrónica ultrarrápida hasta el rango de los petahercios [2–4], y el dominio de procesos de interacción de campos intensos con la materia como la ionización, la emisión de armónicos de orden alto y la generación directa de pulsos de attosegundo aislados en el ultravioleta extremo [5–7]. El amplio abanico de posibilidades de estos transitorios de luz motiva el desarrollo de técnicas de generación cada vez más robustas y compactas.

La síntesis de un pulso sub-ciclo necesita que se den simultáneamente dos condiciones: disponer de un espectro ancho de más de una octava, denominado supercontinuo, y controlar de forma precisa la dispersión de todas las componentes para que la fase espectral sea lo más plana posible. Una de las técnicas modernas más habituales para generar el espectro de supercontinuo se basa en el ensanchamiento espectral producido por el fenómeno no lineal de auto-modulación de fase (SPM) cuando un pulso de femtosegundo intenso, obtenido de un sistema láser comercial, se propaga a través de una fibra hueca (HCF) rellena de gas [8]. Estas fibras destacan por su sencillez, su capacidad para transportar pulsos de alta energía gracias al mayor umbral de daño del núcleo gaseoso, y su extraordinaria escalabilidad, ya que las propiedades de dispersión y no linealidad se pueden sintonizar fácilmente variando el gas de relleno y su presión. Habitualmente, una vez generado el supercontinuo, el manejo de la dispersión se lleva a cabo en una segunda etapa compuesta por elementos dispersivos como espejos con *chirp*, prismas, redes de difracción o moduladores acusto-ópticos (ver Fig. 1(a)). Este

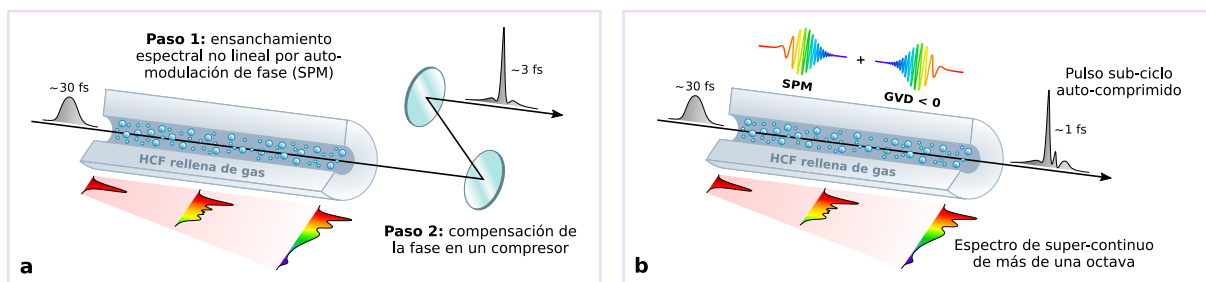


Figura 1: Esquemas de generación de pulsos láser ultracortos basados en la propagación no lineal en fibras huecas. (a) Post-compresión y (b) auto-compresión solitónica.

esquema de post-compresión basado en la propagación no lineal en HCFs constituye, en la actualidad, uno de los métodos por excelencia para generar pulsos de femtosegundo intensos en el régimen de pocos ciclos ópticos [9–12].

Aunque el diseño de este tipo de experimentos de post-compresión está muy optimizado, la duración final de los pulsos está limitada por la dificultad para obtener compresores eficaces en una región espectral de más de una octava y por la dispersión de orden alto residual que queda sin compensar [10,11]. Una alternativa consiste en dividir el supercontinuo en varios canales espectrales y compensar la fase de cada uno de ellos por separado, lo que ha demostrado la generación de los pulsos sub-ciclo en el rango óptico más cortos hasta la fecha [3,4]. También se han propuesto otros esquemas como la síntesis paramétrica de transitorios de luz [5,6], pero todos estos montajes son tremendamente complejos y costosos.

Otra solución prometedora para generar pulsos sub-ciclo que está despertando un gran interés es la auto-compresión solitónica en HCFs [13,14]. A diferencia de los esquemas de post-compresión en HCF mencionados antes, en este caso el pulso se propaga en una región de dispersión anómala, donde la dispersión de velocidad de grupo (GVD) de la fibra es negativa. En este régimen, el pulso puede entonces comprimirse por sí solo debido a la interacción no lineal entre la SPM y la GVD, que introducen un *chirp* de signo contrario que se va compensando de forma dinámica (ver Fig. 1(b)). La auto-compresión hasta duraciones sub-ciclo en HCFs ya se ha demostrado, teórica y experimentalmente, partiendo de pulsos pre-comprimidos (~ 10 fs) en el infrarrojo cercano [13,15], o utilizando pulsos de mayor longitud de onda [14,16], fibras de cristal fotónico de núcleo reducido [17–21], o los modos de orden alto de la fibra [22,23], ya que estas tres últimas condiciones implican una mayor dispersión anómala para contrarrestar la SPM. Sin embargo, debido a la dinámica no lineal tan compleja del proceso de auto-compresión solitónica y a la falta de estudios que demuestren su funcionamiento en configuraciones más habituales, las aplicaciones de esta técnica para generar pulsos sub-ciclo aún son escasas, y se necesitan estudios teóricos para guiar en

el diseño de los experimentos. Además, en la mayoría de los casos, la auto-compresión se ha estudiado en HCFs rellenas de un gas a presión constante. Aunque el empleo de gradientes de presión en los esquemas de post-compresión en HCFs es una técnica bien establecida para aumentar la energía de los pulsos comprimidos [9,24,25], en el contexto de la auto-compresión solo se ha propuesto el uso de gradientes decrecientes para acoplar los pulsos comprimidos a experimentos en vacío [15,18,20], o para mejorar la calidad del haz limitando el acoplamiento no lineal entre modos de orden alto [23]. Por tanto, esta configuración también permanece prácticamente inexplorada.

1.1. Objetivos

Convenientemente optimizada, la técnica de auto-compresión en HCFs podría convertirse en una alternativa mucho más robusta y compacta para generar transitorios de luz que los complejos sintetizadores de varios canales espectrales, poniendo al alcance de muchos laboratorios, que ya disponen de sistemas láser pulsados comerciales y de líneas de compresión en HCFs habituales, la tecnología de los pulsos láser ultracortos por debajo del límite del ciclo óptico. Así, el objetivo principal de este trabajo es estudiar teóricamente la auto-compresión solitónica en HCFs y demostrar su potencial para la generación de pulsos con duraciones límite [26–28]. Para ello, hemos realizado numerosas simulaciones numéricas del proceso de auto-compresión, basadas en la resolución de la ecuación de Schrödinger no lineal generalizada, y encaminadas a responder a los siguientes objetivos secundarios:

- Analizar la viabilidad del proceso de auto-compresión para generar pulsos sub-ciclo en configuraciones experimentales convencionales. En particular, estudiar situaciones que tomen como punto de partida pulsos multi-ciclo relativamente largos en el infrarrojo cercano (en torno a 800 nm, donde se desarrolla toda la tecnología por excelencia de los láseres de femtosegundo de Ti:Zafiro), acoplados al modo fundamental de una fibra hueca estándar rellena de un gas noble.
- Identificar los parámetros del pulso de partida y de la fibra que optimizan el proceso de auto-compresión. Entender cuándo se producen compresiones de calidad y proponer una ruta general para encontrar sistemáticamente los parámetros óptimos.
- En todos los casos, estudiar el efecto de aplicar un gradiente de presión decreciente en el gas en el interior de la fibra, comparando con la situación habitual de presión constante, y analizar sus posibles ventajas e inconvenientes, comprendiendo su razón fundamental en términos de la dependencia con la presión de todas las variables que intervienen en la propagación no lineal.

2. Materiales y métodos

Cuando un pulso láser intenso se propaga a través de una fibra hueca (HCF) rellena de gas, su perfil espacio-temporal y su espectro se modifican debido a efectos lineales y no lineales en la interacción láser-materia. Para estudiar estos procesos de forma teórica, consideramos un pulso de luz que se propaga a lo largo de la fibra en la dirección del eje z , asumiendo que el campo eléctrico está linealmente polarizado en la dirección del eje x y que mantiene esta polarización durante su propagación. Suponemos también que el espectro del pulso está centrado en la frecuencia ω_0 y escribimos el campo eléctrico como el producto de una onda plana monocromática de frecuencia ω_0 y una envolvente compleja, que factorizamos en términos de una distribución espacial $F(x, y, z)$ y una envolvente temporal $A(z, t)$ [29]:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \left[F(x, y, z) A(z, t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + \text{c.c.} \right] \mathbf{u}_x \quad \text{con} \quad \beta_0 \equiv \frac{n_0(\omega_0) \omega_0}{c} \quad (1)$$

siendo $n_0(\omega)$ el índice de refracción lineal del medio, c la velocidad de la luz en el vacío, y donde la notación c.c. indica que sumamos el complejo conjugado para obtener un campo real. Llevando este campo a la ecuación de ondas que se obtiene de las ecuaciones de Maxwell y tras hacer una serie de aproximaciones y desarrollos para la polarización inducida en el medio [30,31], se puede obtener la ecuación que describe la propagación no lineal de un pulso ultracorto, conocida como ecuación de Schrödinger no lineal generalizada (GNLSE). En un régimen de intensidades moderadas, en el que la potencia y la intensidad pico del pulso permanecen, respectivamente, por debajo de la potencia crítica de auto-focalización y del umbral de ionización del gas, la propagación se puede describir de forma muy precisa con la GNLSE unidimensional [24]. En esta aproximación, asumimos que el perfil transversal del pulso se mantiene constante durante la propagación y que se acopla perfectamente al modo fundamental EH_{11} de la fibra, cuya distribución espacial de intensidad es de la forma [32]:

$$|F_{11}(r, z)|^2 = |F_{11}(r, 0)|^2 = J_0^2 \left(u_{11} \frac{r}{a} \right) \quad (2)$$

siendo $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ la coordenada radial en simetría cilíndrica, J_0 la función de Bessel de primera especie de orden cero, $u_{11} = 2.4048$ y a el radio del núcleo de la fibra. La ecuación de propagación para la envolvente temporal compleja $A(z, T)$ se escribe entonces en el dominio espectral como [29,31]:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \frac{\alpha(z, \omega)}{2} \tilde{A} - i[\beta(z, \omega) - \beta_0(z) - \beta_1(z)(\omega - \omega_0)] \tilde{A} = \mathcal{F} \left\{ \hat{N}[A(z, T)] A(z, T) \right\} \quad (3)$$

donde $\mathcal{F}$ denota la transformada de Fourier directa, $\tilde{A}(z, \omega) = \mathcal{F}\{A(z, T)\}$ y T se refiere al tiempo local medido en un sistema de referencia que viaja con la envolvente a la velocidad de grupo $v_g(z) = 1/\beta_1(z)$. El miembro izquierdo de la Eq. (3) incluye los efectos de la absorción lineal a través del coeficiente de atenuación $\alpha(z, \omega)$ de la HCF y la dispersión cromática completa a través de la constante de propagación dependiente de la frecuencia $\beta(z, \omega)$. Los parámetros $\beta_0(z)$ y $\beta_1(z)$ se definen, respectivamente, como $\beta_0(z) = \beta(z, \omega_0)$ y $\beta_1(z) = (d\beta/d\omega)_{\omega_0}$. En el lado derecho, el operador $\hat{N}[A(z, T)]$ engloba los efectos no lineales que afectan a la propagación del pulso, y se puede expresar en el dominio temporal como:

$$\hat{N}[A(z, T)]A(z, T) = i\gamma(z) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right) \quad (4)$$

siendo $\gamma(z) = n_2(z)\omega_0/(cA_{\text{eff}})$ el parámetro no lineal, con $n_2(z)$ el índice de refracción no lineal del gas en el interior de la HCF y A_{eff} el área modal efectiva definida en [29]. El operador $1 + (i/\omega_0)\partial/\partial T$ es responsable del fenómeno de *self-steepening*, y la función de respuesta no lineal

$$R(T) = (1 - f_R)\delta(T) + f_R\Theta(T) \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1\tau_2^2} \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{T}{\tau_1}\right) \quad (5)$$

incluye tanto una respuesta electrónica instantánea como una contribución molecular retardada al efecto Kerr óptico, en una fracción relativa $(1 - f_R)$. En gases nobles $f_R = 0$ y en gases moleculares $f_R \in (0, 1)$. El primer término en $R(T)$ describe la auto-modulación de fase (SPM) y el segundo es responsable de la dispersión Raman estimulada, que se modela en una aproximación de oscilador armónico amortiguado con dos tiempos característicos τ_1 y τ_2 [33].

Para estudiar el proceso de auto-compresión de pulsos ultracortos, hemos resuelto numéricamente la Eq. (3) utilizando un código, realizado en Matlab de forma original para este trabajo, que combina de forma muy eficiente el algoritmo de Runge-Kutta de cuarto orden en la representación de interacción (RK4IP) [34] con el método del error local (LEM) para adaptar continuamente el tamaño del paso y reducir el tiempo de cálculo de las simulaciones [35]. En nuestro programa numérico, integramos la respuesta lineal completa del medio en el dominio de frecuencias utilizando las expresiones analíticas para la constante de propagación y el coeficiente de atenuación del modo EH_{11} de una HCF con recubrimiento de sílice fundida, que vienen dadas por [32]:

$$\beta(p, \omega) = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}}(p, \omega) = \frac{\omega}{c} \left(n_{\text{gas}}^2(p, \omega) - \frac{u_{11}^2 c^2}{2\omega^2 a^2} \right) \quad (6)$$

$$\alpha(p, \omega) = \left(\frac{u_{11}}{n_{\text{gas}}(p, \omega)} \right)^2 \frac{c^2}{\omega^2 a^3} \frac{v^2(p, \omega) + 1}{\sqrt{v^2(p, \omega) - 1}} \quad ; \quad v(p, \omega) = \frac{n_{\text{clad}}(\omega)}{n_{\text{gas}}(p, \omega)} \quad (7)$$

siendo $n_{\text{clad}}(\omega)$ el índice de refracción lineal del recubrimiento dieléctrico y $n_{\text{gas}}(p, \omega)$ el índice de refracción dependiente de la presión p del gas [36].

Utilizando dicho modelo numérico, hemos simulado sistemáticamente la compresión no lineal de un pulso gaussiano inicial, centrado en 800 nm, limitado por transformada de Fourier y con una duración de 30 fs a mitad de altura de la intensidad pico (FWHM), cuando se propaga a través de una HCF de 3 m de longitud y 100 μm de radio rellena de argón, lo cual constituye una configuración experimental habitual y accesible para muchos laboratorios. En nuestro estudio, decidimos mantener este conjunto de parámetros fijos y variar de forma continua la energía inicial del pulso y la presión del gas en la fibra para construir un espacio de variables bi-dimensional en el que poder localizar la región de auto-compresión óptima. Además, hemos comparado la calidad del proceso de compresión en fibras rellenas de gas mantenido a presión constante y con un gradiente decreciente [26]. Esto último se puede realizar de forma experimental colocando la HCF entre dos celdas de gas independientes que se puedan mantener a diferente presión. De esta forma, si L representa la longitud de la fibra y p_0 y p_L son, respectivamente, las presiones de entrada y salida, se genera una distribución longitudinal de presión a lo largo de la HCF de la forma [25]:

$$p(z) = \sqrt{p_0^2 + \frac{z}{L}(p_L^2 - p_0^2)} \quad (8)$$

Para poder comparar los resultados obtenidos con presión constante y decreciente, hemos adoptado un criterio bien establecido en estudios de post-compresión en dispersión normal [24], y que también ha demostrado funcionar sorprendentemente bien en experimentos de auto-compresión solitónica donde la dispersión anómala juega un papel determinante [15]. Así, consideramos que las propagaciones a través de una fibra con presión constante o con presión decreciente son equivalentes si el pulso acumula la misma cantidad de fase no lineal, también conocida como B-integral. Despreciando las pérdidas de la HCF, esta se puede estimar a partir de la expresión:

$$B = \int_0^L \gamma(z)P(z)dz \approx \tilde{\gamma}P_0 \int_0^L p(z)dz = \tilde{\gamma}P_0 \frac{2L(p_0^3 - p_L^3)}{3(p_0^2 - p_L^2)} \quad (9)$$

siendo P_0 la potencia pico inicial y $\gamma(z)$ el parámetro no lineal que factorizamos en términos de la presión como $\gamma(z) = \tilde{\gamma}p(z)$. La última expresión es válida para el gradiente de presión de la Eq. (8). Si el gas en el interior de la HCF se mantiene a una presión constante p_{eq} , la B-integral toma el valor $B = \tilde{\gamma}P_0 L p_{\text{eq}}$. Por tanto, si el res-

to de parámetros son iguales y consideramos solo gradientes decrecientes hasta vacío ($p_L = 0$), las dos situaciones con presión constante y decreciente son equivalentes simplemente si $p_0 = 3p_{eq}/2$ [15,23,26].

Es importante notar que en presencia de un gradiente de presión, los parámetros α , β , β_0 , β_1 y γ de la GNLSE dependen de la coordenada de propagación. En particular, el interés de un gradiente reside en que permite modificar de forma continua la dispersión y la no linealidad experimentadas por el pulso a lo largo de su propagación de manera proporcional a la presión del gas, ya que $\beta(z, \omega) \propto n_{\text{gas}}(p, \omega) \propto p(z)$ y $\gamma(z) \propto n_2(z) \propto p(z)$ [37]. Para facilitar la posterior interpretación de los resultados, en la Fig. 2 hemos representado la dependencia con la presión de los diferentes parámetros que aparecen en la GNLSE. De especial importancia serán los dos primeros coeficientes de dispersión, responsables de la dispersión de velocidad de grupo (GVD) y de la dispersión de tercer orden (TOD), y definidos, respectivamente, como $\text{GVD} = (d^2\beta/d\omega^2)_{\omega_0}$ y $\text{TOD} = (d^3\beta/d\omega^3)_{\omega_0}$. Como vemos en el panel superior derecho de la Fig. 2, la TOD es siempre positiva y toma su valor mínimo para $p = 0$, mientras que la GVD se anula en una presión p_{ZD} conocida como presión de dispersión cero. Cuando $p < p_{\text{ZD}}$ la contribución negativa del confinamiento de la luz en la fibra al índice de refracción efectivo domina y la dispersión es anómala. Para observar el fenómeno de auto-compresión solitónica, trabajaremos siempre en este rango de presiones.

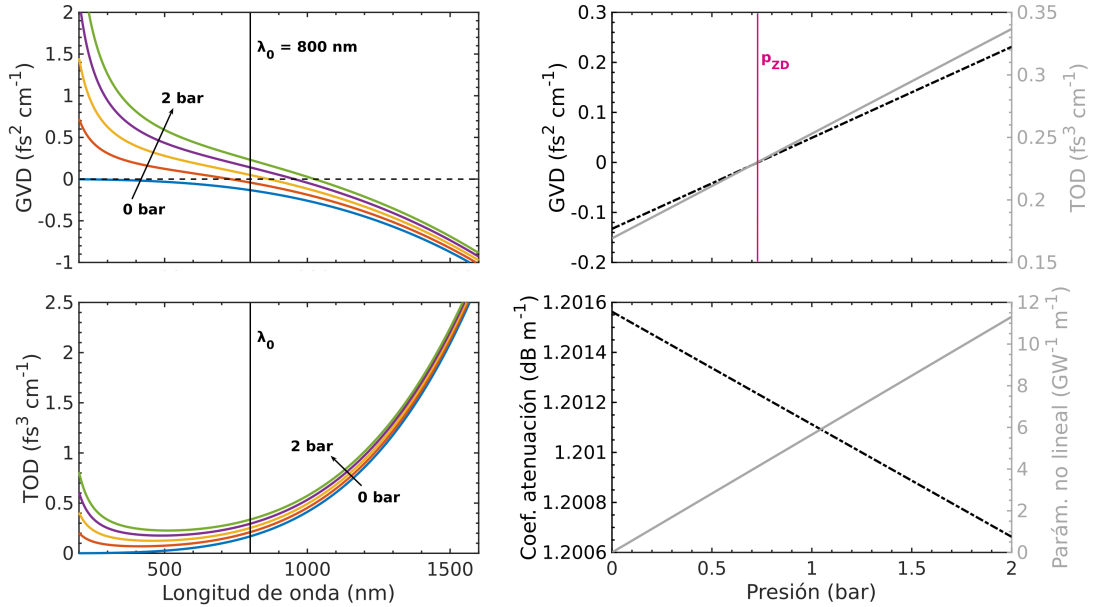


Figura 2: Dependencia de los diferentes parámetros que aparecen en la GNLSE con la presión del gas. (Izquierda) Curvas de GVD (arriba) y de TOD (abajo) del modo fundamental EH_{11} de una fibra hueca de 100 μm de radio rellena de 0 a 2 bar de argón. (Derecha, arriba) GVD (negro) y TOD (gris) en función de la presión a la longitud de onda central de 800 nm. La línea fucsia vertical representa la presión de dispersión cero $p_{\text{ZD}} = 730$ mbar. (Derecha, abajo) Coeficiente de atenuación (negro) y parámetro no lineal (gris) en 800 nm del modo EH_{11} de la misma fibra.

3. Resultados

3.1. Parámetros de auto-compresión óptimos

En primer lugar, en la Fig. 3 podemos ver los valores de B-integral, estimados a partir de la Eq. (9), que acumularía un pulso gaussiano de 30 fs de duración y centrado en 800 nm, con energías comprendidas entre 50 y 110 μJ , durante su propagación no lineal a través de una HCF de 3 m de longitud y 100 μm de radio rellena de Ar a una presión constante de entre 0.1 y 0.6 mbar (siempre por debajo de $p_{\text{ZD}} = 730$ mbar) o con el gradiente decreciente hasta vacío equivalente en cada caso. A partir de la Eq. (9) es sencillo demostrar que, para valores fijos de duración inicial del pulso, longitud de la fibra y parámetro $\tilde{\gamma}$, las curvas de B-integral constante resultantes en el plano de presión frente a energía son hipérbolas de la forma:

$$p_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \frac{T_p B}{\tilde{\gamma} L} \frac{1}{E_0} \quad (10)$$

siendo T_p la duración FWHM del pulso gaussiano inicial y E_0 su energía. Tres de estas hipérbolas para valores de $B = 5.0, 8.5$ y 12.0 rad se representan también en la Fig. 3.

Para cada pareja (E_0, p_{eq}) del espacio bi-dimensional anterior, hemos simulado la auto-compresión solitónica del pulso incidente en la HCF rellena de Ar tanto con presión constante como con el gradiente equivalente desde $p_0 = 3p_{\text{eq}}/2$ hasta vacío. Para identificar los parámetros que optimizan la compresión, hemos representado en el

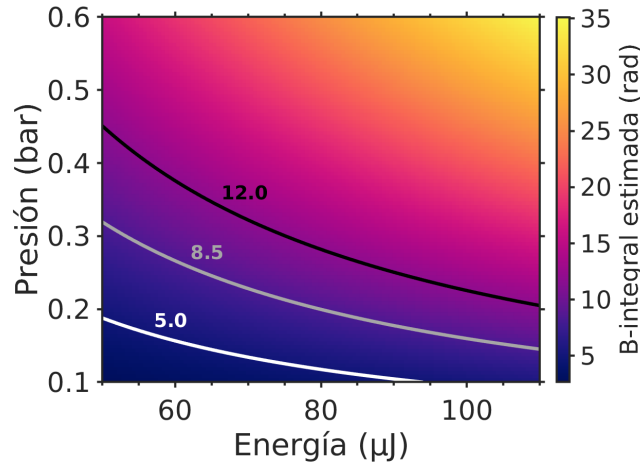


Figura 3: Mapa de B-integral acumulada por un pulso gaussiano de 30 fs y energías entre 50 y 110 μJ durante su propagación a través de una HCF de 3 m de longitud y 100 μm de radio rellena de Ar a diferentes presiones entre 0.1 y 0.6 bar. La presión en el eje vertical se refiere a la presión estática del gas en una fibra mantenida a presión constante, o a la presión equivalente $p_{\text{eq}} = 2p_0/3$ de una fibra con un gradiente decreciente hasta vacío. Las líneas sólidas representan tres hipérbolas de B-integral constante ($B = 5.0, 8.5$ y 12.0 rad).

plano la duración FWHM de los pulsos obtenidos a la salida de la fibra y el cociente entre la potencia pico final e inicial en cada uno de los casos. Este último parámetro nos da una idea de la estructura temporal de los pulsos auto-comprimidos, que se puede tornar extremadamente compleja debido al fenómeno de fisión solitónica que se desencadena tras el punto de máxima compresión [16,17]. Cuando esto ocurre, los pulsos resultantes pueden presentar duraciones FWHM muy cortas por la aparición de un pico pronunciado sobre un fondo ruidoso. Aunque aparentemente sean muy cortos, estos pulsos tan fisionados presentan potencias pico bajas, ya que buena parte de la energía se distribuye en las colas. Por tanto, en nuestro trabajo hemos considerado que la auto-compresión óptima se produce cuando los pulsos a salida de la HCF presentan, al mismo tiempo, una duración corta y una potencia pico alta, lo que implica un perfil temporal limpio formado por un máximo principal y poca estructura secundaria. En la Fig. 4 se muestran los resultados obtenidos.

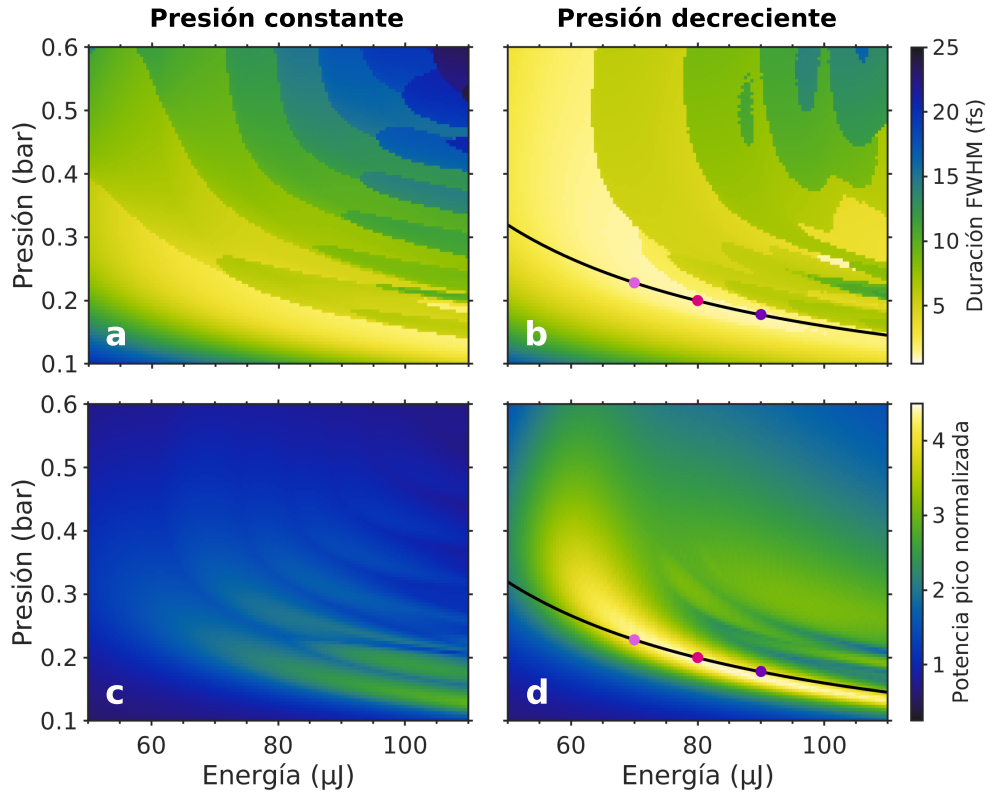


Figura 4: Duración temporal (fila superior) y cociente entre la potencia pico final e inicial (fila inferior) de los pulsos auto-comprimidos en una fibra hueca (a,c) con presión constante y (b,d) con un gradiente decreciente hasta vacío, en función de la energía inicial y la presión constante equivalente del Ar. Las líneas negras continuas en (b) y (d) representan la hipérbola de B-integral que atraviesa la región de compresión óptima ($B = 8.5$ rad), y los tres puntos se refieren a las situaciones representadas en la Fig. 6 con el mismo código de colores.

En vista de los mapas de la Fig. 4, queda claro que, para todo el rango de presiones y energías analizado, el proceso de auto-compresión mejora considerablemente cuando

se aplica un gradiente decreciente en la fibra, lo que permite generar pulsos de menor duración y mayor potencia pico. Además, podemos observar regiones diferenciadas que se distribuyen aproximadamente en torno a las hipérbolas de B-integral constante donde diferentes valores del par (E_0, p_{eq}) producen situaciones finales parecidas. La región de auto-compresión óptima, definida como la intersección entre la zona de mínimas duraciones FWHM y máximos aumentos de potencia pico, aparece en torno al vértice de la hipérbola con $B^{\text{opt}} = 8.5$ rad. Llevando este valor a la Eq. (10) y sustituyendo también $T_p = 30$ fs, $\tilde{\gamma} = 5.67 \times 10^{-9} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ y $L = 3$ m, podemos obtener la siguiente relación sencilla entre la presión y la energía iniciales que producen la mejor auto-compresión:

$$p_0^{\text{opt}} [\text{mbar}] = \frac{2.39 \times 10^{-8}}{E_0 [\mu\text{J}]} \quad (11)$$

3.2. Ruta general hacia la región de auto-compresión óptima

La Eq. (11) es válida únicamente para los parámetros de la HCF y del pulso inicial considerados en la sección anterior. Sin embargo, vamos a demostrar a continuación un procedimiento general que permite localizar sistemáticamente la región de auto-compresión óptima en el plano energía-presión independientemente de la duración inicial del pulso (T_p), su frecuencia central (ω_0), la longitud de la fibra (L) o su radio interno (a). Para ello, conviene definir dos longitudes características, a saber, la longitud de auto-compresión (L_{sc}) y la longitud de fisión (L_{fiss}) [38]:

$$L_{fiss} = \frac{L_D}{N} \quad ; \quad L_{sc} = \frac{L_{fiss}}{\sqrt{2}} \quad (12)$$

siendo $L_D = T_p^2 / (4 \ln 2 |GVD|)$ la longitud de dispersión, $N = (L_D / L_{NL})^{1/2}$ el orden solitónico y $L_{NL} = 1 / (\gamma P_0) = \sqrt{\pi / (4 \ln 2)} T_p / (\gamma E_0)$ la longitud no lineal. Es de esperar que la auto-compresión óptima se produzca cuando $L_{sc} < L < L_{fiss}$, de tal manera que el pulso alcance la máxima compresión a la salida de la fibra sin entrar en el régimen de fisión solitónica, manteniendo además $N < 15$ para evitar inestabilidades [17]. Así, hemos comprobado que la hipérbola de B-integral constante $B^{\text{opt}} = 8.5$ rad que recorría la región óptima en el caso descrito anteriormente no es sino una aproximación de la línea de contorno en el plano energía-presión donde la longitud de la fibra iguala una longitud de auto-compresión promedio L_{av} que hemos definido como:

$$L_{av} = \frac{L_{sc} + L_{fiss}}{2} \quad (13)$$

Por tanto, si la energía inicial del pulso y la presión del gas se dejan como variables libres y se fijan los valores de duración del pulso, frecuencia central, longitud de

la fibra y radio del núcleo, entonces la condición $L = L_{av}$ describe una línea de contorno en el plano energía-presión que se puede utilizar para identificar la región de auto-compresión óptima de forma general. La ecuación $L = L_{av}$ solo proporciona una relación implícita entre la energía y la presión óptimas, y debe ser resuelta de forma numérica para cada valor de energía inicial para obtener la presión óptima correspondiente. Sin embargo, la curva $L = L_{av}$ se puede aproximar por una hipérbola de B-integral constante de la forma de la Eq. (10), lo que proporciona una relación explícita y sencilla entre la presión y la energía iniciales óptimas, que en el caso del gradiente decreciente toma la forma:

$$p_0^{\text{opt}} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{T_p B^{\text{opt}}}{\tilde{\gamma} L} \frac{1}{E_0} \quad (14)$$

siendo B^{opt} el valor de B-integral estimada de un punto cualquiera (E_0, p_{eq}) sobre la región óptima en la curva $L = L_{av}$.

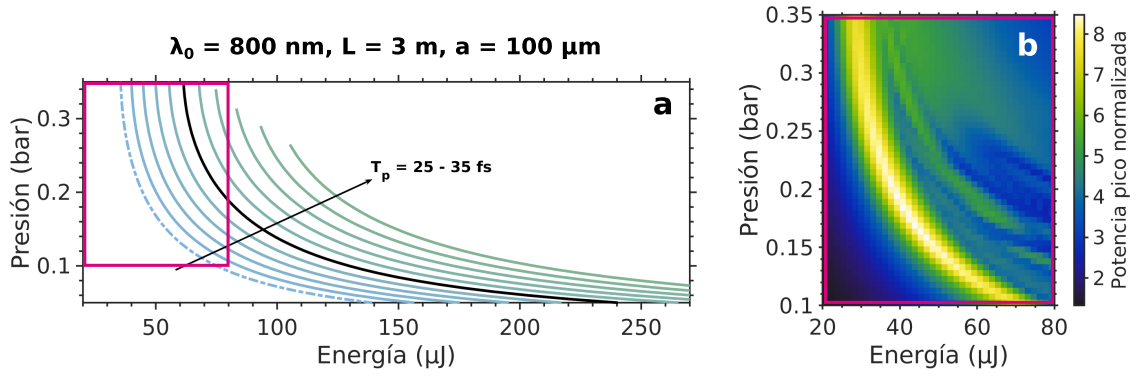


Figura 5: (a) Líneas de contorno donde la longitud de la fibra coincide con la longitud de auto-compresión promedio en función de la presión del gas y la energía inicial de un pulso gaussiano centrado en 800 nm y con duraciones comprendidas entre 25 y 35 fs (FWHM). La curva negra se corresponde con la situación estudiada en la Sección 3.1 ($T_p = 30$ fs). Todas las líneas están limitadas a la región donde $N < 15$. (b) Cociente entre la potencia pico final e inicial de los pulsos auto-comprimidos en una HCF de 3 m de longitud y 100 μm de radio rellena de Ar con un gradiente de presión decreciente hasta vacío cuando se parte de un pulso de 25 fs de duración. La región de auto-compresión óptima discurre a lo largo de la línea de contorno punteada de (a). En ambas gráficas, la presión en el eje vertical se refiere a la presión constante equivalente, esto es $p_{\text{eq}} = 2p_0/3$.

Como ejemplo de aplicación de este procedimiento, en la Fig. 5(a) representamos las líneas de contorno donde $L = L_{av}$ en función de la energía inicial y la presión constante equivalente para diferentes valores de la duración del pulso gaussiano entre 25 y 35 fs, manteniendo fijos el resto de parámetros en sus valores de la Sección 3.1 ($L = 3$ m, $a = 100$ μm , $\lambda_0 = 800$ nm). En la Fig. 5(b) podemos ver la región óptima de auto-compresión para un pulso de 25 fs cuando se propaga por una HCF rellena de argón

con un gradiente de presión decreciente hasta vacío. En comparación con los resultados de la Sección 3.1, ahora la zona óptima aparece desplazada hacia energías menores porque $L_{av} \propto (T_0^3/E_0)^{1/2}$, siendo $T_0 = T_p/(2\sqrt{\ln 2})$. Por tanto, si T_p disminuye, E_0 se debe reducir acordeamente para que L_{av} coincida con la misma longitud de fibra fija de 3 m.

Es importante destacar que, aunque la región de auto-compresión óptima aparece en zonas diferentes del plano energía-presión según cómo se elijan los parámetros del pulso de entrada y de la fibra, esta siempre se puede localizar en torno a la misma zona de la curva $L_{av} = L$ (o la hipérbola aproximada correspondiente), lo que proporciona una forma sistemática de limitar el espacio de parámetros que producen una auto-compresión de calidad. Un análisis más detallado sobre cómo se desplaza la región óptima por el plano energía-presión al variar todos los parámetros del pulso de entrada y de la HCF se puede consultar en [26].

3.3. Generación de pulsos sub-ciclo

A continuación y una vez identificada la región de compresión óptima, demostramos la capacidad de la técnica de auto-compresión en fibras huecas con gradientes de presión decreciente para generar pulsos ultra-cortos en el régimen sub-ciclo. En la Fig. 6 podemos ver los pulsos finales obtenidos para tres parejas diferentes de valores (E_0, p_{eq}) sobre la hipérbola óptima $B^{opt} = 8.5$ rad de la situación analizada en la Sección 3.1. Los pulsos obtenidos cuando la fibra se rellena con un gradiente de presión decreciente se representan con el mismo código de colores que los tres puntos correspondientes señalados en las Figs. 4(b) y 4(d), mientras que los pulsos obtenidos cuando la fibra se mantiene a la presión constante equivalente en cada caso se representan en gris. Como podemos ver, en todos los casos los pulsos auto-comprimidos en la fibra con gradiente decreciente son mucho mejores que los obtenidos de la fibra a presión constante, ya que presentan duraciones menores, mayores potencias pico, espectros más anchos que se extienden desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta medio, y un perfil temporal más limpio, con menos estructura secundaria en la cola trasera y un pedestal algo menos intenso en la parte delantera.

De izquierda a derecha en la Fig. 6, los pulsos auto-comprimidos en la HCF con gradiente decreciente alcanzan las duraciones FWHM sub-ciclo de 1.3, 1.1 y 1.1 fs, con potencias pico de 9.4, 10.9 y 11.2 GW, respectivamente. Por el contrario, en las situaciones con presión constante equivalente, los pulsos comprimidos tienen duraciones mayores de 2.7, 2.2 y 4.7 fs, y presentan potencias pico de 4.2, 5.3 y 6.2 GW, aproximadamente la mitad que con el gradiente en todos los casos.

Hasta ahora, todos los resultados presentados han sido obtenidos con el modelo de propagación no lineal unidimensional descrito en la Sección 2. Para la mayor par-

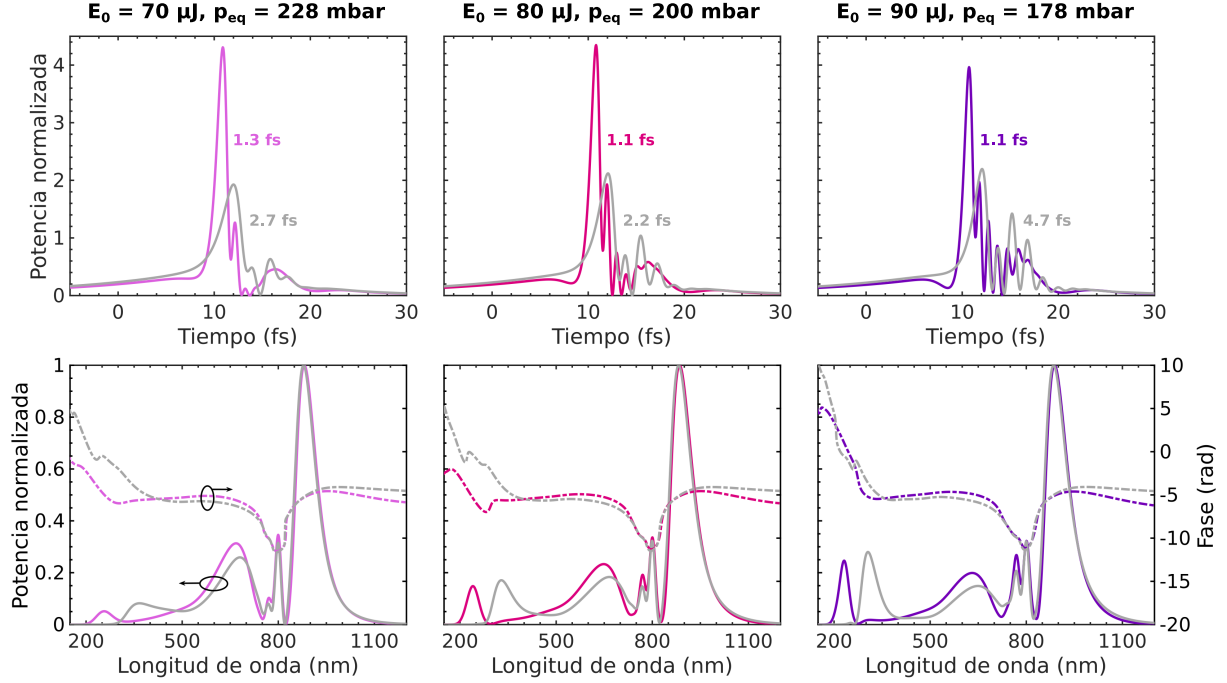


Figura 6: Perfil temporal (fila superior) y espectro (fila inferior) de los pulsos auto-comprimidos en la HCF con presión decreciente obtenidos para las tres parejas de valores de energía inicial E_0 y presión equivalente p_{eq} representadas sobre la región óptima en las Figs. 4(b) y 4(d) con puntos de los mismos colores. En línea gris se representan los pulsos obtenidos en las mismas tres situaciones cuando el gas en el interior de la fibra se mantiene a la presión constante equivalente. Las etiquetas junto a cada pulso representan sus duraciones a mitad de altura.

te del trabajo decidimos utilizar este modelo ya que la GNLSE-1D se puede integrar con algoritmos numéricos muy rápidos (como el RK4IP-LEM empleado), lo que nos ha permitido realizar una gran cantidad de simulaciones y barridos sistemáticos de parámetros para construir los mapas presión-energía de las Figs. 4 y 5(b), entre otros que no se incluyen en este trabajo. Sin embargo, merece la pena destacar que, para comprobar la validez del modelo y estudiar el papel de otros modos espaciales y efectos no lineales de orden alto en la compresión, hemos comparado varios de los resultados con simulaciones mucho más costosas de la propagación tridimensional completa. Una descripción detallada de este modelo 2D, que también incluye la difracción, el acoplamiento no lineal entre los modos de la HCF, la ionización y las pérdidas por el proceso de ionización y la absorción del plasma, se puede consultar en [12]. En todos los casos, hemos encontrado un acuerdo perfecto entre los resultados del modelo 1D y 2D, lo que sugiere que en el rango de energías y presiones analizado donde aparece la región de auto-compresión óptima, los efectos espaciales y no lineales de orden superior juegan un papel despreciable. A modo de ejemplo, en la Fig. 7(a) podemos ver una comparación entre el pulso final obtenido de la fibra con un gradiente decreciente con el modelo 1D en el caso $E_0 = 70 \mu\text{J}$ y $p_{eq} = 228 \text{ mbar}$, y el pulso en eje correspondiente

obtenido de una simulación 2D completa. Además, las Figs. 7(b) y 7(c) demuestran que los pulsos auto-comprimidos en la fibra con un gradiente decreciente no solo presentan un perfil temporal limpio, sino también una buena calidad espacial.

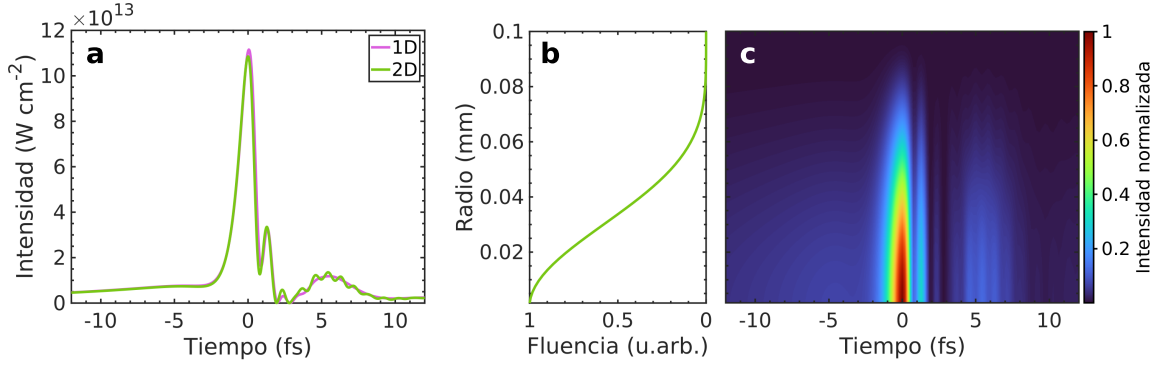


Figura 7: (a) Comparativa entre el pulso auto-comprimido obtenido de la fibra con gradiente decreciente con el modelo 1D en el caso $E_0 = 70 \mu\text{J}$ y $p_{\text{eq}} = 228 \text{ mbar}$, y el pulso en eje correspondiente obtenido de una simulación 2D completa. (b) Fluencia a lo largo de la coordenada radial y (c) perfil espacio-temporal completo del mismo pulso obtenido con el modelo 2D.

3.4. El papel del gradiente de presión decreciente

Por último, para entender las razones por las que el gradiente decreciente favorece el proceso de auto-compresión con respecto a la situación habitual de presión constante, hemos analizado cómo varían diferentes parámetros a lo largo de la propagación no lineal en cada caso. En la Fig. 8(a) se muestra la evolución de la frecuencia central¹ (ν_0) y de la frecuencia de dispersión cero² (ZDF) durante la auto-compresión de un pulso gaussiano de 30 fs y 70 μJ a través de una HCF de 100 μm de radio y 3 m de longitud rellena de Ar a una presión constante de 228 mbar y con el gradiente decreciente hasta vacío equivalente. Así mismo, en las Figs. 8(b) y 8(c) hemos representado la evolución de los primeros coeficientes de dispersión en ambos casos.

Como vemos, cuando la presión del gas es constante, ν_0 aumenta progresivamente debido al ensanchamiento espectral asimétrico hacia las frecuencias altas producido por el *self-steepening*. Al acercarse a la ZDF fija, esto produce una disminución tanto en la TOD como en el valor absoluto de la GVD, según las tendencias mostradas en la Fig. 2. Por el contrario, el gradiente de presión decreciente desplaza continuamente la ZDF hacia frecuencias mayores al mismo tiempo que el espectro del pulso se ensancha por SPM y *self-steepening*, lo que favorece el proceso de auto-compresión ya que una mayor parte de las nuevas componentes espectrales generadas termina propagándose

¹Calculamos la frecuencia central como el valor esperado de la distribución espectral.

²La frecuencia de dispersión zero es, para una determinada presión, aquella donde GVD = 0.

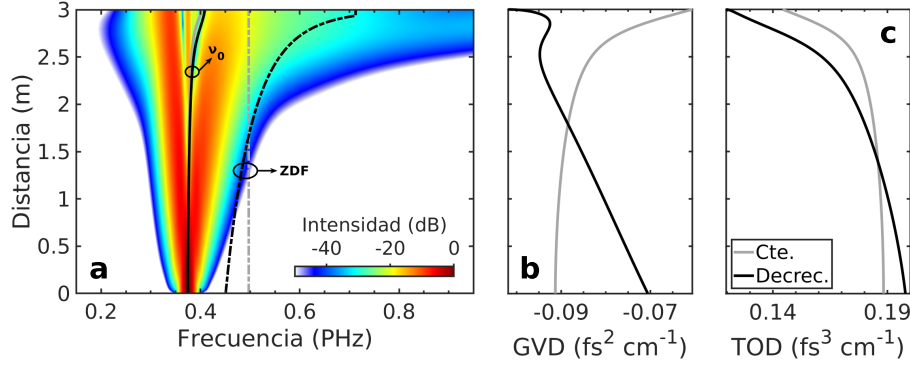


Figura 8: (a) Evolución de la ZDF y la frecuencia central (ν_0) durante la propagación de un pulso inicial de 30 fs y 70 μJ a través de una HCF de 100 μm de radio y 3 m de longitud rellena de Ar a una presión constante de 228 mbar (gris) y con el gradiente decreciente equivalente (negro). Las curvas se han representado sobre la evolución espectral del pulso en el caso del gradiente de presión. (b) GVD y (c) TOD a lo largo de ambas propagaciones, calculadas a la presión y frecuencia central correspondientes en cada punto.

en dispersión anómala (por debajo de ZDF), permitiendo una mejor compensación de la fase espectral positiva que introduce la SPM en todo el rango de frecuencias [16]. Además, el gradiente decreciente aleja continuamente la ZDF de ν_0 , lo que produce un aumento de la magnitud de la GVD negativa. Esto, sumado a una rápida disminución de la TOD por la caída de presión y el corrimiento al azul de ν_0 , asiste el proceso de auto-compresión y limita el impacto de la dispersión de orden alto en las etapas finales del proceso, retrasando la fisión del pulso más allá del punto de máxima compresión que se alcanza cuando la presión es constante [16,17].

4. Discusión

A partir de los resultados presentados en la sección anterior, queda claro que la técnica de auto-compresión solitónica en HCFs permite generar pulsos sub-ciclo de buena calidad en configuraciones experimentales habituales, especialmente si se aplica un gradiente de presión decreciente al gas en el interior de la fibra. Fijados los parámetros de duración inicial del pulso, frecuencia central, longitud de la fibra y radio del núcleo, los valores de presión del gas y energía inicial que optimizan el proceso de auto-compresión se pueden obtener de resolver la ecuación $L = L_{\text{av}}$. Esta condición describe una curva en el plano energía-presión que atraviesa la región óptima y se puede aproximar por una hipérbola de B-integral constante para obtener una relación explícita entre la energía inicial y la presión óptimas. Expresiones del tipo de la Eq. (14) y mapas como los de las Figs. 4 y 5(b), inexistentes hasta donde sabemos o muy escasos en la bibliografía, pueden ser de gran utilidad para guiar el diseño de

los experimentos de auto-compresión, ya que la energía del pulso inicial y la presión del gas en la fibra son los dos parámetros que más fácilmente se varían en la práctica, mientras que el resto suelen estar más limitados por los equipos de laboratorio disponibles. Además, es interesante destacar que la región de parámetros donde se produce una auto-compresión de calidad no se limita a una única pareja de valores (E_0, p_{eq}) , sino que existe todo un rango de energías y presiones que producen situaciones finales similares. Las características precisas de los pulsos sub-ciclo auto-comprimidos se pueden sintonizar simplemente variando el par (E_0, p_{eq}) en el entorno de la curva óptima, lo que demuestra la gran flexibilidad de esta técnica.

La forma de los mapas de la Fig. 4, y en general de todos los que hemos obtenido a lo largo del trabajo, y el hecho de que la región óptima aparezca siempre en torno a la curva $L = L_{av}$ se puede entender de forma sencilla [26]. Cuando $L < L_{comp}$, el pulso experimenta una menor interacción no lineal y se comprime lentamente, por lo que necesitaría una mayor longitud de fibra para alcanzar la máxima compresión. Como no dispone de espacio suficiente para comprimirse, el pulso abandona la fibra con una duración mayor y una potencia pico menor que cuando $L = L_{av}$. Por el contrario, cuando $L > L_{fiss}$, el pulso experimenta una no linealidad más fuerte y alcanza el punto de máxima compresión antes del final de la fibra. Después de ese punto, se descompone en varios picos secundarios por el fenómeno de fisión solitónica debido a las perturbaciones inducidas por la dispersión y los efectos no lineales de orden alto. Cada una de estas sub-estructuras se propaga hacia el final de la fibra con una velocidad de grupo ligeramente diferente, lo que produce un estiramiento temporal y una disminución en la potencia pico del pulso resultante.

Llama la atención que, en el caso particular estudiado en la Sección 3.1, el espacio bi-dimensional de la Fig. 4, comprendido entre energías de 50 a 110 μJ y presiones de 100 a 600 mbar, incluye claramente la región óptima global de auto-compresión en el caso del gradiente decreciente, pero parece no ser suficiente para localizar una zona similar en el caso de presión constante equivalente. A la vista de las Figs. 4(a) y 4(c), parece que, en este segundo caso, la auto-compresión empieza a mejorar hacia la esquina inferior derecha de las gráficas, esto es, hacia mayores energías y menores presiones. Extendiendo los mapas hacia esta zona, comprobamos que el modelo 1D efectivamente predice, en el caso de presión constante, la aparición de una región óptima global sobre la misma hipérbola $B^{opt} = 8.5 \text{ rad}$ pero para energías de unos 260 μJ . Sin embargo, al simular también las situaciones óptimas con el modelo 2D completo, comprobamos que, en realidad, dicha región sería inaccesible en Ar debido a los efectos de la auto-focalización y la ionización, que se hacen relevantes a energías tan altas y destruyen el pulso final antes de que alcance la máxima compresión. Por tanto, los

mapas de la Fig. 4 muestran toda la región donde el modelo 1D con el que hemos realizado los barridos en energía y presión es válido, e incluye verdaderamente la zona de compresión óptima tanto en el caso de que la presión sea constante como decreciente, ya que a energías más altas la compresión empeora en ambos casos por la aparición de efectos no lineales de orden alto. Por tanto, podemos concluir que, para todo el espacio de parámetros analizado, la auto-compresión mejora considerablemente cuando se aplica un gradiente de presión decreciente en la fibra.

Aunque los problemas de la ionización se podrían evitar utilizando gases con un mayor potencial de ionización, como el helio [13], la discusión anterior revela la primera de las ventajas del empleo de un gradiente decreciente en la HCF. En concreto, que al trabajar con gases como el argón, con un bajo umbral de ionización y muy empleado en los experimentos, el gradiente ayuda a retrasar la aparición de efectos no lineales indeseados gracias a que desplaza la región de auto-compresión óptima hacia energías menores que las que serían necesarias en el caso de que la presión fuese constante. Esto además nos permite comprender la segunda de las ventajas del gradiente. Como vemos en la Fig. 4, la región de compresión óptima de vuelve cada vez más estrecha hacia la esquina inferior derecha, debido a que las curvas $L = L_{av}$ para diferentes valores de L se aproximan entre sí a medida que aumenta la energía y disminuye la presión, siguiendo la misma tendencia que las líneas de contorno de la Fig. 5(a). Por tanto, incluso aunque se utilizasen gases con alto potencial de ionización y se pudiese acceder a la región óptima global que aparecería a energías altas en el caso de mantener la HCF a presión constante, esta región sería más estrecha que la correspondiente para el gradiente decreciente a menores energías. Esto complicaría la realización experimental, ya que pequeñas desviaciones de la presión y energía óptimas terminarían produciendo pulsos muy fisionados que serían inútiles para muchas aplicaciones. Así, la segunda ventaja del gradiente de presión decreciente es que permite generar pulsos sub-ciclo de gran calidad en una región más amplia de presiones y energías iniciales, haciendo que el montaje experimental sea más robusto frente a pequeñas fluctuaciones de los parámetros óptimos.

La tercera ventaja de aplicar un gradiente decreciente hasta vacío en la fibra es que permite acoplar los pulsos sub-ciclo auto-comprimidos directamente a experimentos en vacío, evitando así las perturbaciones inducidas por la transmisión a través de las ventanas de salida de la celda de gas, como ya han propuesto otros estudios [15,18,20,23]. Esto podría ser muy beneficioso para experimentos que se llevan a cabo en cámaras de vacío, como, por ejemplo, para la generación de armónicos de orden alto que es una de las aplicaciones más habituales de estos pulsos infrarrojos tan cortos. Por último, la cuarta ventaja del gradiente decreciente es que permite generar pulsos

sub-ciclo de mejor calidad que la presión constante equivalente, con menores duraciones, mayores potencias pico, espectros más anchos y un perfil temporal más limpio con menos estructura secundaria (ver Fig. 6). Este resultado está de acuerdo con el comportamiento que se ha observado recientemente durante la auto-compresión de los modos altos de una HCF [23]. En su estudio, Wan y Chang demostraron una mejora en la compresión de aquellos modos que se propagaban próximos a su presión de dispersión cero cuando se aplicaba un gradiente decreciente en la fibra. En nuestro caso, hemos optado por trabajar siempre con el modo fundamental EH_{11} de la HCF, debido a que es el más común en los experimentos, con el inconveniente de que siempre presenta dispersión anómala en un rango de presiones muy reducido en el infrarrojo cercano. Como consecuencia, su auto-compresión siempre sucede, inevitablemente, muy próxima a la presión de dispersión cero. Esto aumenta la importancia de la dispersión de orden alto, especialmente hacia la salida de la fibra donde el espectro del pulso es más ancho. Las fuertes perturbaciones introducidas por la dispersión de orden alto en las últimas etapas del proceso pueden producir la fisión del pulso antes de que se alcance la máxima compresión, y suelen ser el factor más limitante para alcanzar el régimen sub-ciclo en experimentos de auto-compresión [16,17].

Sin embargo, como se ve en la Fig. 8, el gradiente de presión decreciente aleja continuamente la ZDF de ν_0 y produce, simultáneamente, un aumento de la magnitud de la GVD negativa y una disminución de la TOD hacia el final de la fibra. Todos estos factores favorecen la dispersión anómala necesaria para compensar la fase no lineal al mismo tiempo que reducen el impacto de la dispersión de orden alto en las etapas finales de la auto-compresión, reduciendo la estructura secundaria de los pulsos (Fig. 6) y retrasando la fisión solitónica más allá del punto de máxima compresión que se alcanza cuando la presión es constante [16,17]. Además, con el gradiente decreciente hasta vacío, el pulso también experimenta un menor *self-steepening* hacia la salida de la fibra, lo que se traduce en un menor desplazamiento del pico de mayor intensidad hacia la cola trasera y un menor pedestal en la parte delantera que en el caso de presión constante, como también se puede comprobar en la Fig. 6. En general, como todos los efectos no lineales escalan de forma proporcional a la presión del gas, el gradiente decreciente también ayuda a reducir el impacto de efectos indeseados como la ionización, la auto-focalización o el acoplamiento no lineal entre los modos de la HCF [23], ayudando a preservar un perfil temporal y espacial de gran calidad incluso cuando se considera el papel de todos los efectos no lineales de orden alto (Fig. 7).

Por último, es útil recordar que, de forma general, en el proceso de auto-compresión solitónica, la SPM y la GVD negativa no actúan siempre de forma simultánea. Por el contrario, la primeras etapas del proceso están dominadas por la SPM y la acumulación

de fase no lineal que produce un ensanchamiento espectral del pulso incidente. En etapas posteriores, cuando el espectro es suficientemente ancho, la dispersión negativa se vuelve mucho más relevante y comienza a compensar la fase no lineal, produciendo la auto-compresión del pulso [16]. Como $n_2 \propto p$ y en dispersión anómala $|GVD| \propto 1/p$ (ver Fig. 2), el gradiente de presión decreciente es la forma natural de acentuar y favorecer esta dinámica característica del proceso de auto-compresión. Por todos los motivos discutidos, en nuestro trabajo hemos logrado factores de compresión³ del orden de 27 con el gradiente de presión decreciente, prácticamente doblando los factores obtenidos partiendo de pulsos de 30 fs en situaciones similares con presión constante [17].

5. Conclusiones

En resumen, en este trabajo hemos demostrado, por primera vez en configuraciones experimentales estándar, la generación de pulsos sub-ciclo en el infrarrojo cercano (~ 800 nm) por auto-compresión solitónica en fibras huecas rellenas de gas con un gradiente de presión decreciente hasta vacío. Por medio de múltiples simulaciones numéricas y de barridos sistemáticos de variables como la energía inicial o la presión del gas, hemos identificado los parámetros que optimizan el proceso de auto-compresión, y hemos propuesto una ruta general que permite, a través de la B-integral, encontrar estos parámetros de partida óptimos independientemente de la duración inicial del pulso, su frecuencia central, la longitud de la fibra o su radio interno. Comparando en todos los casos con la situación más habitual de presión constante, hemos comprobado que el gradiente decreciente permite generar pulsos sub-ciclo de menor duración, mayor potencia pico, con un espectro de supercontinuo más ancho desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta medio, y con un perfil temporal de mejor calidad con menos estructura secundaria. Hemos atribuido estas mejoras a que el gradiente decreciente favorece la dinámica natural del proceso de auto-compresión y limita el impacto de los efectos no lineales adversos y la dispersión de orden alto en las últimas etapas del proceso, retrasando la fisión del pulso más allá del punto de máxima compresión que se alcanza cuando la presión es constante, lo que permite prácticamente duplicar los factores de compresión realizables. Además, el gradiente decreciente permite alcanzar auto-compresiones de gran calidad incluso en gases con bajo potencial de ionización, gracias a que desplaza la región de parámetros de partida óptima hacia menores energías en comparación con el caso de presión constante. La mayor extensión de la zona óptima también podría aumentar la robustez de los montajes experimentales frente a fluctuaciones de los parámetros óptimos iniciales.

³El factor de compresión se define como el cociente entre las duraciones inicial y final del pulso.

Todos estos hallazgos abren las puertas a una nueva técnica de generación y manipulación de pulsos sub-ciclo en sistemas mucho más compactos y extendidos que los complejos sintetizadores de varios canales espectrales. El empleo de un gradiente decreciente podría beneficiar, especialmente, a experimentos que se lleven a cabo en cámaras de vacío como la generación de armónicos de orden alto y de pulsos de attosegundo aislados en el ultravioleta extremo para aplicaciones ultrarrápidas. Los resultados de este trabajo han dado lugar, a una publicación en una revista científica de impacto en el ámbito de la Óptica [26], y a contribuciones en dos congresos internacionales (International Conference on Ultrafast Phenomena 2022 [27], European Optical Society Annual Meeting 2022 [28]) y uno nacional (Reunión Nacional de Óptica 2021).

Referencias

- [1] M. Maiuri, M. Garavelli and G. Cerullo, “Ultrafast spectroscopy: State of the art and open challenges”, *J. Am. Chem. Soc.*, 142, 3 (2020).
- [2] P. B. Corkum and F. Krausz, “Attosecond science”, *Nat. Phys.*, 3, 381 (2007).
- [3] A. Wirth, M. T. Hassan, I. Grguraš, J. Gagnon, A. Moulet, T. T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, V. S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz and E. Goulielmakis, “Synthesized light transients”, *Science*, 334, 195 (2011).
- [4] M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz and E. Goulielmakis, “Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons”, *Nature*, 530, 66 (2016).
- [5] S.-W. Huang, G. Cirmi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, G. Cerullo and F. X. Kärtner, “High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics”, *Nat. Photonics*, 5, 475 (2011).
- [6] G. M. Rossi, R. E. Mainz, Y. Yang, F. Scheiba, M. A. Silva-Toledo, S.-H. Chia, P. D. Keathley, S. Fang, O. D. Mücke, C. Manzoni, G. Cerullo, G. Cirmi and F. X. Kärtner, “Sub-cycle millijoule-level parametric waveform synthesizer for attosecond science”, *Nat. Photonics*, 14, 629 (2020).
- [7] Y. Yang, R. E. Mainz, G. M. Rossi, F. Scheiba, M. A. Silva-Toledo, P. D. Keathley, G. Cirmi and F. X. Kärtner, “Strong-field coherent control of isolated attosecond pulse generation”, *Nat. Comm.*, 12, 6641 (2021).

- [8] M. Nisoli, S. De Silvestri and O. Svelto, “Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique”, *Appl. Phys. Lett.*, 68, 2793 (1996).
- [9] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens and T. Nagy, “Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers”, *Laser Phys. Lett.*, 11, 095401 (2014).
- [10] H. Timmers, Y. Kobayashi, K. F. Chang, M. Reduzzi, D. M. Neumark and S. R. Leone, “Generating high-contrast, near single-cycle waveforms with third-order dispersion compensation”, *Opt. Lett.*, 42, 811 (2017).
- [11] F. Silva, B. Alonso, W. Holgado, R. Romero, J. San Roman, E. C. Jarque, H. Koop, V. Pervak, H. Crespo and Í. J. Sola, “Strategies for achieving intense single-cycle pulses with in-line post-compression setups”, *Opt. Lett.*, 43, 337 (2018).
- [12] E. C. Jarque, J. San Roman, F. Silva, R. Romero, W. Holgado, M. A. González-Galicia, B. Alonso, Í. J. Sola and H. Crespo, “Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors”, *Sci. Reports*, 8, 2256 (2018).
- [13] J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahms and F. Belli, “High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres”, *Nat. Photonics*, 13, 547 (2019).
- [14] C. Brahms, F. Belli and J. C. Travers, “Infrared attosecond field transients and UV to IR few-femtosecond pulses generated by high-energy soliton self-compression”, *Phys. Rev. Res.*, 2, 043037 (2020).
- [15] C. Brahms, F. Belli and J. C. Travers, “Resonant dispersive wave emission in hollow capillary fibers filled with pressure gradients”, *Opt. Lett.*, 45, 4456 (2020).
- [16] A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, “Subcycle solitonic breathers”, *Phys. Rev. A*, 90, 043807 (2014).
- [17] A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, “Soliton-number analysis of soliton-effect pulse compression to single-cycle pulse widths”, *Phys. Rev. A*, 78, 063834 (2008).
- [18] K. F. Mak, J. C. Travers, N. Y. Joly, A. Abdolvand and P. St. J. Russel, “Two techniques for temporal pulse compression in gas-filled hollow-core kagomé photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, 38, 3592 (2013).

- [19] A. Ermolov, K. F. Mak, M. H. Frosz, J. C. Travers and P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation in the vacuum ultraviolet through dispersive-wave and soliton-plasma interaction in a noble-gas-filled hollow-core photonic crystal fiber", *Phys. Rev. A*, 92, 033821 (2015).
- [20] C. Brahms, D. R. Austin, F. Tani, A. S. Johnson, D. Garratt, J. C. Travers, J. W. G. Tisch, P. St. J. Russel and J. P. Marangos, "Direct characterization of tuneable few-femtosecond dispersive-wave pulses in the deep UV", *Opt. Lett.*, 44, 731 (2019).
- [21] D. Schade, F. Köttig, J. R. Koehler, M. H. Frosz, P. St. J. Russel and F. Tani, "Scaling rules for high quality soliton self-compression in hollow-core fibers", *Opt. Express*, 29, 19147 (2021).
- [22] B. A. López-Zubieta, E. C. Jarque, Í. J. Sola and J. San Roman, "Theoretical analysis of single-cycle self-compression of near infrared pulses using high-spatial modes in capillary fibers", *Opt. Express*, 26, 6345 (2018).
- [23] Y. Wan and W. Chang, "Effect of decreasing pressure on soliton self-compression in higher-order modes of a gas-filled capillary", *Opt. Express*, 29, 7070 (2021).
- [24] M. Nurhuda, A. Suda, K. Midorikawa, M. Hatayama and K. Nagasaka, "Propagation dynamics of femtosecond laser pulses in a hollow fiber filled with argon: constant gas pressure versus differential gas pressure", *J. Opt. Soc. Am. B*, 20, 2002 (2003).
- [25] A. Suda, M. Hatayama, K. Nagasaka and K. Midorikawa, "Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient", *Appl. Phys. Lett.*, 86, 111116 (2005).
- [26] M. F. Galán, E. C. Jarque and J. San Roman, "Optimization of pulse self-compression in hollow capillary fibers using decreasing pressure gradients", *Opt. Express*, 30, 6755 (2022).
- [27] M. F. Galán, E. C. Jarque and J. San Roman, "Single- to sub-cycle pulse generation by self-compression in hollow capillary fibers with decreasing pressure gradients", in *The International Conference on Ultrafast Phenomena, Technical Digest Series* (Optica Publishing Group), paper Tu4A.42 (2022).
- [28] M. F. Galán, E. C. Jarque and J. San Roman, "Pulse self-compression down to the sub-cycle regime in hollow capillary fibers with decreasing pressure gradients", *EPJ Web Conf.*, 266, 08003 (2022).

- [29] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, 5th ed., Academic Press (2013).
- [30] R. W. Boyd, “Nonlinear Optics”, 3rd ed., Academic Press (2008).
- [31] T. Brabec and F. Krausz, “Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime”, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 3282 (1997).
- [32] E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, “Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers”, *Bell Syst. Tech. J.*, 43, 1783 (1964).
- [33] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.*, 441, 47 (2007).
- [34] J. Hult, “A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers”, *J. Lightwave Technol.*, 25, 3770 (2007).
- [35] A. M. Heidt, “Efficient adaptive step size method for the simulation of supercontinuum generation in optical fibers”, *J. Lightwave Technol.*, 27, 3984 (2009).
- [36] A. Börzsönyi, Z. Heiner, M. P. Kalashnikov, A. P. Kovács and K. Osvey, “Dispersion measurement of inert gases and gas mixtures at 800 nm”, *Appl. Opt.*, 47, 4856 (2008).
- [37] D. Wang, Y. Leng and Z. Xu, “Measurement of nonlinear refractive index coefficient of inert gases with hollow-core fiber”, *Appl. Phys. B*, 111, 447 (2013).
- [38] C. M. Chen and P. L. Kelley, “Nonlinear pulse compression in optical fibers: scaling laws and numerical analysis”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, 1961 (2002).