



**VNiVERSIDAD
DSALAMANCA**

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

Departamento de Física Aplicada.

Área de Óptica

Nueva propuesta para la obtención de pulsos
láser ultra-cortos, mediante la auto-compresión
en fibra hueca, utilizando modos altos

Tesis doctoral

Boris Alberto López Zubieta

Directores

Dr. Julio San Román Álvarez de Lara

Dr. Íñigo Juan Sola Larrañaga

Salamanca, Octubre de 2020

D. Íñigo Juan Sola Larrañaga, profesor titular del área de Óptica del departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca, y Julio San Román Álvarez de Lara, profesor contratado doctor del área de Óptica del departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca, en calidad de co-directores, damos nuestro consentimiento para la presentación y defensa de la tesis doctoral titulada “Nueva propuesta para la obtención de pulsos láser ultracortos, mediante la auto-compresión en fibra hueva, utilizando modos altos”, presentada por el doctorando Boris Alberto López Zubieta.

Fdo. D. Íñigo Juan Sola Larrañaga

Fdo. D. Julio San Román Álvarez de Lara

“La felicidad no está en la ciencia, si no en adquisición de la ciencia.”
-Edgar Allan Poe-

Agradecimientos

Quiero expresar mi profundo agradecimiento a la Fundación Carolina, institución que no solo me permitió continuar mis estudios de post-grado, también me permitió conocer un país donde me sentí como si fuera el mío.

Agradecer a Julio y Íñigo, mis tutores, por su dedicación, paciencia y amistad.

Finalmente a mis papas, Román y Hilda, quienes me apoyaron sin condiciones en mis estudios. A mis hermanos, Vivían, Claudia y Ernesto, por su paciencia y colaboración. Y a Diana, nadie como ella para las palabras de ánimo.

Resumen

En el presente trabajo de tesis doctoral, que está en el contexto de post-compresión en fibra hueca, presentamos un método nuevo para lograr pulsos ultracortos. Este nuevo método consiste en la utilización de modos altos de la fibra hueca que está rellena de gas. Hasta la fecha, la literatura existente no considera esta alternativa. Para el estudio de esta propuesta, primero fueron identificados los modos altos que presentan las menores pérdidas energéticas para longitud de onda de láser utilizado (800 nm), para una selección de gases, tanto atómicos, como moleculares. El siguiente paso fue implementar un modelo numérico bidimensional, que toma en cuenta la dinámica espacial del pulso que es insertado en la fibra hueca, a diferencia de trabajos previos que solo toman en cuenta la coordenada longitudinal de propagación y el tiempo. Proponemos, para poder comparar las bondades de la auto-compresión entre diferentes gases y modos, un factor de calidad que comparará parámetros medidos con los ideales (límite de Fourier). Los resultados obtenidos con las simulaciones numéricas demostraron la existencia de una transferencia energética entre modos durante la propagación, que tiene carácter oscilatorio. También, se vio que los modos altos se alejan temporalmente entre ellos, fenómeno que es denominado “*walk-off*”. De igual forma, se observó que la compresión del pulso tiene carácter solitónico y tiene una dinámica multimodal. La dinámica que encierra el proceso de auto-compresión esta relacionada con los modos altos menos energéticos, los que quedan atrapados por el modo principal y colaboran con el proceso de compresión, formando lo que hemos denominado “solitón espacio-temporalmente vestido”. La formación del solitón esta ligado a la formación de ondas dispersivas (*Dispersive Wave, DW*) en la región del ultravioleta, sin embargo, pudimos observar la formación de DW en la región del infrarrojo medio, que podría ser de enorme utilidad en trabajos futuros. Para la confirmación de los resultados teóricos, fueron realizadas medidas experimentales, tanto espacio-espectrales como temporales (utilizando la técnica *d-scan*) que corroboraron los resultados numéricos. Nos hemos centrados en el estudio de la dinámica de la transferencia de energía desde el modo espacial fundamental a los modos superiores cuando la luz se propaga en un régimen de muy alta no linealidad. Los resultados muestran que el haz adquiere una estructura que indica la generación de órdenes superiores durante la propagación.

Dividimos el presente trabajo en cuatro partes. La primera parte, titulada “Fundamento teórico”, contiene cuatro capítulos, en el primero hacemos una introducción a la técnica de post-compresión en fibra hueca. En el segundo capítulo, describimos la ecuación que describe la evolución de las ondas electromagnéticas propagándose en una fibra hueca y su evolución. El tercer capítulo trata sobre la técnica numérica empleada para solucionarla. Finalmente, en el cuarto capítulo presentamos unas primeras simulaciones a modo de comprobación de que los resultados obtenidos con ellas son los esperados. La segunda parte de la tesis, titulada “Nuevos escenarios en la propagación no lineal en fibra hueca”, tiene dos capítulos. En ellos mostramos los resultados

de la simulaciones, que explican la dinámica de la auto-compresión (capítulo cinco), y cómo se produce la migración energética entre los modos, además del papel de apoyo que juegan los modos altos al modo principal para generar la auto-compresión (capítulo seis). En el tercera parte, titulada “Estudios experimentales”, que solo tiene un único capítulo, realizamos medidas experimentales tanto espacio-espectrales como espacio-temporales (con la ayuda de la técnica *d-scan*), que confirman en parte los resultados teóricos. Finalmente, en la cuarta parte desarrollamos las conclusiones generales del presente trabajo de tesis.

Publicaciones:

1. B. A. López-Zubieta, E. Conejero Jarque, I. 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**, 6345–6350 (2018).
2. Boris A. López-Zubieta, Enrique Conejero Jarque, Ínigo J. Sola, and Julio San Roman, "Spatiotemporal-dressed optical solitons in hollow-core capillaries," *OSA Continuum* **1**, 930–938 (2018).
3. B. López-Zubieta, A. Crego, E. C. Jarque, Í. J. Sola and J. S. Roman, "Multimode Solitons in Hollow-Core Fibres: Dynamics and Features," 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, Germany, 2019, pp. 1-1.

Índice general

Índice general	9
Índice de figuras	12
I Fundamento teórico	23
1 Introducción a la post-compresión en fibra hueca	24
Bibliografía	31
2 Ondas electromagnéticas en una fibra hueca	35
2.1. Estructura de una fibra hueca	37
2.2. Modos espaciales en la fibra hueca	38
2.3. Constante de propagación y atenuación de cada modo	43
Bibliografía	45
3 La ecuación de ondas no lineal y su resolución numérica	46
3.1. Resolución numérica por pasos de ecuaciones diferenciales ordi- narias	47
3.1.1. Método por pasos a primer orden	48
3.1.2. Métodos por pasos a segundo orden	49
3.2. Aplicación del método por pasos a la ecuación de propagación no lineal en una dimensión	49
3.2.1. Solución de la parte lineal	51
3.2.2. Solución de la Parte no lineal	51
3.2.2.1. Método de Integración de Cuarto Orden de <i>Runge-</i> <i>Kutta</i>	52
3.3. Método por pasos para 2D+1	52
3.4. Primeros resultados del código computacional	55
Bibliografía	61
4 Primeras simulaciones con el modelo numérico: revisión de los efectos lineales y no lineales	63

	10
4.1. Simulación “unidimensional”: la dinámica temporal durante la propagación no lineal de un pulso en una fibra hueca	64
4.1.1. Efectos lineales: dispersiones de velocidad de grupo (GVD) y de tercer orden (TOD)	64
4.1.2. Efectos no Lineales	67
4.1.2.1. Auto-modulación de fase	67
4.1.2.2. Difusión Raman estimulada	69
4.1.2.3. Self-Steepening	71
4.2. El solitón temporal fruto del balance la auto-modulación de fase y la dispersión de velocidad de grupo	73
4.2.1. El solitón: solución de la ecuación no lineal	73
4.3. Simulación de un modelo bidimensional 2D+1	76
4.3.1. El rol de la ionización	83
Bibliografía	88
II Nuevos escenarios en la propagación no lineal en fibra hueca	89
5 Post-compresión usando modos altos de la fibra hueca	90
5.1. Dispersión dentro de una fibra hueca	91
5.2. Identificación del mejor modo para una óptima auto-compresión	95
5.3. Estructura espacial	105
5.4. Conclusiones	106
Bibliografía	108
6 Dinámica de la auto-compresión de los modos altos de la HCF	109
6.1. Características del proceso de auto-compresión en una HCF con argón	109
6.2. Conclusiones	125
Bibliografía	127
III Estudios experimentales	129
7 Estudios experimentales	130
7.1. Material y métodos	131
7.1.1. Fuente láser	131
7.1.2. Equipo de diagnóstico espectral	133
7.1.2.1. Espectrómetros para la medida de los espectros fundamentales	134
7.1.2.2. Espectrómetro para la medida de los espectros de segundo armónico	134
7.1.3. Diagnóstico temporal: <i>d-scan</i>	135

	11
7.2. Montaje experimental de compresión mediante fibra hueca . . .	138
7.3. Medidas experimentales	140
7.3.1. Perfil del haz	141
7.3.2. Medidas espacio-espectrales	142
7.3.3. Medidas temporales	152
7.4. Conclusiones	159
Bibliografía	161
IV Conclusiones	163
8 Conclusiones	164

Índice de figuras

2.1. Ilustración del arreglo experimental propuesto por el físico suizo Daniel Colladon (1802-1893). Este montaje utiliza una lámpara, un sistema de focalización de la luz y un recipiente de agua. La luz queda atrapada en el chorro de agua (izquierda) por la reflexión interna total. Ilustración tomada de [1].	35
2.2. Esquema de una fibra hueca por la que viaja una onda electromagnética. El recubrimiento o <i>cladding</i> tiene un índice de refracción mayor que el del núcleo o <i>core</i> , que está lleno de un gas a presión variable.	37
2.3. Esquema de las pérdidas por refracción en un fibra hueca. No existe ángulo donde se produzca la reflexión total interna	38
2.4. Representaciones de algunos modos <i>TE</i> y <i>TM</i> en el núcleo de la fibra hueca. Tan solo se ha dibujado el vector campo eléctrico en el interior del núcleo de la fibra hueca. La parte del recubrimiento, que es no nula, no se ha dibujado.	41
2.5. Representaciones del campo eléctrico en el núcleo de la fibra hueca de algunos modos híbridos <i>EH</i> . Nuevamente, solo se ha dibujado el vector campo eléctrico en el interior del núcleo de la fibra hueca. La parte del recubrimiento, que no es nula, no se dibujado.	42
3.1. Simulación de la propagación de un pulso ultra corto de $80 \mu\text{J}$ de energía a lo largo de 80 cm de longitud de una fibra hueca llena de argón a una presión de 1 bar. Se ha asumido que el haz tiene la distribución espacial asociada al modo fundamental (<i>EH</i> ₁₁) y una duración temporal de $t_p = 35 \text{ fs}$ (<i>FWHM</i>). Se muestra la estructura del pulso en tres diferentes posiciones a lo largo de la fibra hueca ($z = 0, 35$ y 80 cm). En este caso solo se han habilitado los efectos lineales (difracción, dispersión y pérdidas).	56

- 3.2. Distribución espacio-temporal de la intensidad de la envolvente obtenida en la simulación del código 2D+1, que muestra la evolución espacio-temporal del haz incidente en su modo fundamental (EH_{11}). Los parámetros son los mismos que los de la simulación presentada en la figura 3.1. En este caso, en la evolución del pulso en la fibra hueca se incluyen los efectos lineales y, no lineales más la contribución de la ionización. 56
- 3.3. Evolución de los modos en un modelo 2D+1 con solo los términos lineales habilitados. El modo inyectado en la fibra hueca es el EH_{11} . Solo contribuye el modo inicial, sin aparecer ningún otro modo durante la propagación. Los parámetros introducidos son: energía $80 \mu\text{J}$, 1 bar de presión de argón, duración temporal de 35 fs ($FWHM$), radio interno de la HCF $150 \mu\text{m}$ y una longitud de 80 cm. 57
- 3.4. Evolución de los modos en un modelo 2D+1 con la totalidad de los efectos lineales y no lineales habilitados. El modo inyectado en la fibra hueca es el EH_{11} . Se observa que el modo fundamental inyectado en la HCF cede energía a los otros modos espaciales, en especial al segundo modo espacial (EH_{12}). Este intercambio se produce de forma oscilatoria. Los parámetros son los mismos que de la figura 3.2 58
- 3.5. Evolución del espectro de un pulso que se propaga en una fibra hueca para el caso en el que todos los efectos están activados. Se puede ver que el pulso tiene un importante ensanchamiento espectral. Los parámetros de la simulación son los mismos que los mostrados en la figura 3.2. 59
- 3.6. Comparación de la evolución de la energía de un pulso en su modo fundamental (EH_{11}) en una fibra hueca con los siguientes parámetros: energía $80 \mu\text{J}$, duración inicial del pulso 35 fs ($FWHM$), presión de argón igual a 1 bar y un metro de longitud fibra hueca. En azul solo están habilitados los términos dispersivos. En rojo se considera el modelo completo 59
- 4.1. Distribución temporal de la intensidad del pulso obtenida al final de la fibra hueca considerando solo la dispersión de la velocidad de grupo o GVD . El pulso se propaga por una fibra hueca de 100 metros de longitud ($z = 4 L_D$), rellena de aire a 2 atm de presión. El pulso tiene una duración inicial de 30 fs y está centrado en 800 nm. La figura del recuadro muestra las diferentes fases que adquiere el pulso a diferentes distancias de propagación dentro de la HCF . . . 65

- 4.2. Distribución temporal de la intensidad del pulso a lo largo de la fibra hueca para un pulso que solo está afectado por la dispersión de tercer orden o *TOD*. Se aprecia que, a medida que avanza en la fibra hueca, el pulso comienza a tener post-pulsos. En este caso propagamos un pulso de 30 fs de duración temporal, centrado en 800 nm, por una fibra de 300 m de longitud (equivalente a 5 veces la longitud L_D^*) rellena de aire a 1 bar de presión. La *TOD* en este caso es $\beta_3 = 0,45 \text{ fs}^3/\text{mm}$ 66
- 4.3. Comparación entre un pulso que contiene los efectos lineales *GVD+TOD* activados (punteado azul), con una propagación donde solo está presente la *TOD* (segmentado en rojo). Como referencia se muestra el pulso que ingresa a la *HCF* (en negro). 67
- 4.4. La auto-modulación de fase provoca que el pulso vaya ganando espere a medida que se propaga en el interior de la fibra hueca. En este caso hemos simulado la propagación de un pulso de 2 mJ de energía, 100 fs de duración y centrado en 800 nm, por una fibra hueca de 1 m, con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio y rellena de aire a 1 bar de presión. 68
- 4.5. En el dominio temporal, el pulso no sufre cambio en su duración temporal, por lo que necesariamente adquiere *chirp*. La figura muestra el pulso tras una propagación de 100 cm dentro de la fibra hueca. Se puede observar que la frecuencia instantánea no es constante en función del tiempo, clara indicación de la presencia del *chirp*. La simulación fue realizada con los parámetros de la figura 4.4. . . . 69
- 4.6. Evolución del espectro a lo largo de la fibra hueca (arriba) en el caso en el que el pulso solo es afectado por la difusión Raman estimulada. En la imagen inferior mostramos el espectro en la posición final de la propagación (100 cm de *HCF*). Se aprecia que el espectro tiene mayor ganancia hacia las longitudes de onda mayores. Los parámetros utilizados en esta simulación son: $E = 0,3 \text{ mJ}$, $P = 1 \text{ bar}$; $t = 30 \text{ fs}$ (*FWHM*), una fibra hueca de un metro de longitud y $150 \mu\text{m}$ de radio de núcleo y una longitud de onda central de $\lambda = 800 \text{ nm}$ 70
- 4.7. Evolución de la distribución temporal de un pulso a lo largo de una fibra hueca de un metro de longitud, $150 \mu\text{m}$ de núcleo y rellena de aire a 1 bares de presión. El pulso tiene inicialmente 0,1 mJ de energía, una duración temporal de 30 fs (*FWHM*). En este caso se ha habilitado en el código numérico el *Self-Steepening* y el *SPM*. . . 71
- 4.8. Evolución de la distribución espectral de un pulso a lo largo de una fibra hueca de un metro de longitud, $150 \mu\text{m}$ de núcleo y rellena de aire a 1 bar de presión. El pulso tiene inicialmente 0,1 mJ de energía, una duración temporal de 30 fs (*FWHM*). En este caso se ha habilitado en el código numérico el *Self-Steepening* y el *SPM*. . . 72
- 4.9. Ejemplos de simulación numérica de propagaciones solitónicas para $N = 1$ (a), $N = 2$ (b), $N = 3$ (c) y $N = 4$ (d). 76

- 4.10. Distribución temporal de la intensidad en eje ($|A(\rho = 0, t)|^2$) de los dos primeros modos espaciales a lo largo de la fibra para el caso en el que acoplamos la luz a una superposición de los dos primeros modos híbridos de la fibra con diferente peso relativo ($EH_{11} + 0,2 \cdot EH_{12}$). Los modos que se muestran son: EH_{11} y EH_{12} , con colores: azul y rojo, respectivamente. La columna izquierda está en escala logarítmica (figuras 4.10a, c, e, f). La columna derecha está en escala lineal (figuras 4.10b, d, f, h). En la propagación solo están activados los efectos lineales. Los parámetros son: energía $0,1 mJ$, duración temporal del pulso $30 fs$ ($FWHM$), presión de argón $1 bar$ y longitud de HCF $100 cm$ 78
- 4.11. Distribución temporal de la intensidad en eje ($|E(\rho = 0, t)|^2$) de cada uno de los cuatro primeros modos espaciales a lo largo de la fibra para el caso en el que acoplamos la luz a una superposición de los dos primeros modos híbridos de la fibra ($EH_{11} + 0,2 \cdot EH_{12}$). Los modos que se muestran son: EH_{11} , EH_{12} , EH_{13} y EH_{14} (azul, rojo, negro y amarillo, respectivamente). La columna izquierda está en escala logarítmica (figuras 4.11a, c, e, g). La columna derecha está en escala lineal (figuras 4.11b, d, f, h). En la propagación están activados todos los efectos lineales y no lineales. Los parámetros son: energía $0,1 mJ$, duración temporal del pulso $30 fs$ ($FWHM$), presión de argón $1 bar$ y longitud de HCF $100 cm$ 80
- 4.12. Comparación de la distribución temporal de la intensidad en eje al final de una fibra hueca ($100 cm$) de tres diferentes regímenes de propagación. El pulso en color rojo corresponden a la propagación de la función $EH_{11} + 0,2 EH_{12}$, pero solo activando los términos lineales. El pulso en color azul corresponde a la misma función con todos los términos lineales y no lineales activados. Por último, el pulso en color negro corresponde a una propagación solo del modo EH_{11} . Los valores de la energía, la presión y la duración temporal de pulso son en los tres casos $0,1 mJ$, $1 bar$ de argón y $35 fs$, respectivamente. 81
- 4.13. Evolución del peso porcentual de los diferentes modos que intervienen en la propagación de la superposición de dos modos ($EH_{11} + 0,2 EH_{12}$). La figura 4.13a corresponde a una propagación con solo los efectos lineales habilitados. La figura 4.13b corresponde al caso de que todos los efectos están habilitados (lineales y no lineales). 82
- 4.14. Tasas de ionización de los tres gases de estudio: el negro corresponde al aire, el azul al argón y el rojo al neón. Las líneas solidas son las tasas de ionización utilizando el modelo PPT [8]. Las líneas punteadas corresponden a las tasas de ionización multifotónica de los diferentes gases mostrados. Los valores están calculados para una la longitud de onda de $800 nm$ 84

- 4.15. Muestra de la ionización (abajo) que aparece durante la propagación de un pulso que se propaga dentro de una fibra hueca. Se observa que la ionización afecta de forma asimétrica al pulso ya que el plasma inducido por el pulso se forma en la parte trasera del mismo. Ambas figuras se han presentado en escala lineal. Para una mejor visualización del fenómeno se ha rotado el eje de tiempos. 85
- 4.16. Cuadro comparativo del efecto de la ionización en dos posiciones distintas sobre la fibra hueca: a) corresponde a 40 *cm* y b) a 80 *cm*. En ambos casos, la línea punteada negra corresponde a una simulación con los mismos parámetros pero sin estar activada la ionización. La línea roja corresponde a la densidad de plasma y la azul al pulso. Los parámetros de esta simulación son los mismos que la figura 4.15. 86
- 4.17. Distribuciones espacio-temporales correspondientes a dos posiciones del pulso en la fibra hueca. a) para 40 *cm* y b) para 80 *cm*, los parámetros son los mismos que los de la figura 4.15. 87
- 5.1. La columna izquierda muestra la dependencia de la *GVD* con la longitud de onda en una fibra hueca con $r_F = 150 \mu\text{m}$, donde se mantiene constante la presión del gas (1 bar) para tres gases diferentes: aire (arriba), argón (medio) y neón (abajo). La columna derecha muestra la variación de la *GVD* con la presión considerando una longitud de onda centrada en 800 nm para los mismos tres gases mencionados. En todos estos cálculos hemos asumido el material de las paredes de la fibra hueca es de vidrio de sílice (*fused silica*). . . . 92
- 5.2. Comportamiento de la *GVD* en función de la longitud de onda y la presión, en una fibra hueca con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio rellena de aire, para el caso del modo fundamental, EH_{11} (figura 5.2a), el modo EH_{12} (figura 5.2b) y el modo EH_{13} , (figura 5.2c). La barra de colores indica el rango numérico de la *GVD* para los gráficos mostrados. Se puede ver que el modo fundamental presenta dispersión anómala (color verde claro, a la derecha de la línea punteada) en una región cuya área es menor que en el caso de los modos EH_{12} y EH_{13} . La línea punteada muestra los puntos en los que la *GVD* es cero. 93
- 5.3. Porcentaje de pérdidas de los primeros seis primeros modos espaciales a la salida de una fibra hueca de 1 *m* de longitud llena de argón a 1 bar y con $r_F = 150 \mu\text{m}$ 94

- 5.4. Evolución de la duración temporal de pulsos viajando en una *HCF*, llena de aire (izquierda), argón (medio) o neón (derecha) a 1 bar de presión. La fibra hueca en todos los casos tiene un radio interno de $150\ \mu\text{m}$, y mide 100, 70 o 110 cm, para el caso del aire, argón y neón, respectivamente. En todas las figuras la línea azul, roja, amarilla y morada representan la evolución del haz cuando se acopló inicialmente al modo fundamental, segundo, tercero y cuarto modo espacial, respectivamente. La línea segmentada negra (τ_{LF}) representa el *FWHM* temporal del límite *Fourier* del modo óptimo para cada caso (el modo EH_{13} para el aire y el argón, y el EH_{12} para el neón). Las energías del pulso al principio de la fibra hueca son $80\ \mu\text{J}$, $75\ \mu\text{J}$ y $0,7\ \text{mJ}$ para el caso del argón, aire y neón, respectivamente. 96
- 5.5. Porcentaje del peso de energía de los cinco primeros modos espaciales en el caso en el que acoplamos el pulso en el modo espacial EH_{13} , con $75\ \mu\text{J}$ de energía y que se propaga por una fibra de 70 cm de longitud llena de argón a 1 bar. Se observa que los modos que más energía reciben durante la propagación no lineal son los modos espaciales más cercanos al inicial, en este caso los modos EH_{14} y el EH_{12} 98
- 5.6. Evolución completa de un haz a lo largo de una fibra hueca llena de argón a 1 bar. La columna de la izquierda muestra la distribución de la intensidad en el espacio-temporal. La columna de la derecha muestra la distribución de la intensidad espacio-espectral en $z = 0$, arriba, $z = 35\ \text{cm}$, en medio, y $z = 70\ \text{cm}$, abajo. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. En este caso, la luz se ha acoplado al modo fundamental de la fibra, EH_{11} , con los mismos parámetros que en la gráfica central de la figura 5.4 (lineal azul). 99
- 5.7. Evolución completa de un haz a lo largo de una fibra hueca llena de argón a 1 bar. La columna de la izquierda muestra la distribución de intensidad espacio-temporal en $z = 0$, arriba, $z = 35\ \text{cm}$, en medio, y $z = 70\ \text{cm}$, abajo. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. La columna de la derecha muestra la distribución de intensidad en el espacio-espectral. En este caso la luz se ha acoplado al modo EH_{13} de la fibra, con los mismos parámetros que en la gráfica central de la figura 5.4 (línea amarilla). 100
- 5.8. Estructura de la intensidad temporal (columna izquierda) y espectral (columna derecha) de los pulsos auto-comprimidos salientes de la fibra hueca. La *HCF* tiene un radio interno de $150\ \mu\text{m}$ y una longitud de 100, 70, 107 y 60 cm, para el caso del aire, argón y neón, en sus dos modos, respectivamente. Las energías del pulso al principio de la fibra hueca son 80 , $75\ \mu\text{J}$ y $0,7\ \text{mJ}$, para el argón, aire y neón, respectivamente. También presentamos (naranja) las fases temporales y espectrales. 104

- 5.9. Distribución del campo lejano (*far-field*) del haz de salida de la *HCF* junto con la distribución de intensidad a la salida de la fibra hueca (recuadro superior derecho de cada figura). Los parámetros son los de la figura 5.4: la fibra hueca rellena de 1 bar de argón es de 70 cm, y en ella acoplamos el modo fundamental (imagen superior izquierda) y el modo EH_{13} (imagen superior derecha). La fibra hueca rellena de 1 bar de neón es de 80 cm en el caso de acoplar el modo EH_{12} (imagen inferior izquierda) y de 110 cm en el caso de acoplar el modo EH_{13} (imagen inferior derecha). 106
- 6.1. Evolución de un pulso acoplado al modo espacial excitado EH_{13} , con 800 nm de longitud de onda central, y una energía de $75 \mu\text{J}$ en una fibra hueca de $150 \mu\text{m}$ de radio interno y 100 cm de longitud (eje de ordenadas). La fibra está llena de argón a 1 bar de presión. En esta simulación se utilizó un modelo de propagación bidimensional 2D+1. Se puede ver una clara compresión temporal (Fig. 6.1a), además de un notable ensanchamiento espectral (Fig. 6.1b). La línea roja punteada representa la longitud de onda en la que la dispersión de velocidad de grupo es cero (λ_{ZDW} , $\beta_2(\lambda_{ZDW})=0$). 111
- 6.2. Modelo numérico de propagación de un pulso de 10 fs, orden solitónico $N = 2,6$ centrado espectralmente en $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, en fibras huecas llenas de helio de tal forma que $\lambda_{ZDW} = 380 \text{ nm}$. Los gráficos de densidad de color muestran la evolución de distribución temporal en escala lineal (izquierda) y del espectro en escala logarítmica (derecha). Sobre los gráficos de densidad se muestran la distribución temporal y espectral en diferentes posiciones de la fibra (en $z = 0$ en verde, en la posición de compresión óptima en azul y al final de la fibra en naranja). El caso a) corresponde a un pulso de 6 mJ de energía por una fibra con un núcleo de radio de $15 \mu\text{m}$, con una longitud de *HCF* de 4 cm y lleno de $27,8 \text{ bar}$ de helio, b) a un pulso de $0,4 \text{ mJ}$ de energía por una fibra con el núcleo de radio de $125 \mu\text{m}$, con una longitud de 3 m y lleno de 400 mbar de helio y c) a un pulso de 3 mJ de energía por una fibra con un núcleo de radio $350 \mu\text{m}$, la longitud de fibra hueca de 22 m y lleno de 51 mbar de helio. Gráfico tomado de [5]. 114
- 6.3. Evolución del espectro de un pulso de 35 fs de duración, $75 \mu\text{J}$ de energía, acoplado al modo EH_{13} de una *HCF* de 1 m, con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio lleno de argón a 1 bar. La figura muestra el espectro en escala logarítmica, en el que se puede ver la onda dispersiva (*DW*) principal que aparece en el *UV* y una nueva *DW* en la zona del infrarrojo (DW_1). 116
- 6.4. Estructura espacio-temporal de la intensidad del pulso al principio de la *HCF* (izquierda) y a 70 cm (derecha). 117

- 6.5. Peso energético porcentual de los primeros siete modos durante la propagación del pulso por la *HCF*. Los parámetros son los mismos considerados para el argón en la figura 6.4 (energía de $75 \mu J$, presión de argón de 1 bar y t_p de 35 fs). 118
- 6.6. Simulación de un modelo de propagación 2D+1 pero sin activar la ionización en el código numérico. Los parámetros se corresponden con los de la figura 6.1. Representamos la evolución de la distribución temporal de la intensidad de un pulso (en el eje por la *HCF* $\rho = 0$) a medida que se desplaza (arriba izquierda). La figura superior derecha muestra la evolución de la intensidad espectral, también en el eje. La figura inferior, que está en escala logarítmica, muestra las ondas dispersivas (*DWs*) tanto en la zona del ultravioleta (*DW*) y en la zona del infrarrojo (*DW₁*) 119
- 6.7. Evolución de la estructura temporal (superior izquierda) y espectral (superior derecha) durante la propagación de un pulso prescindiendo de su distribución espacial (modelo 1D+1). Los parámetros son los mismos de la figura 5.4 (energía de $75 \mu J$, 1 bar de presión de argón, t_p de 35 fs). La gráfica inferior representa la evolución del espectro durante la propagación, en un rango espectral mayor y en escala logarítmica. 121
- 6.8. Comparación entre modelos de propagación, unidimensional (azul), y bidimensional (rojo). En los dos casos la fibra hueca tiene una longitud de 75 cm . La figura 6.8a corresponde a la distribución espectral. La figura 6.8b también corresponde a la misma distribución espectral, pero con un rango espectral mucho mayor, además de estar en escala logarítmica. 122
- 6.9. Evaluación de la estructura temporal de la intensidad de los primeros ocho modos espaciales, a diferentes distancias dentro la fibra hueca. La intensidad se muestra en escala logarítmica y los parámetros de la simulación son los mismos de la figura 5.4 (cap. anterior). Se aprecia la aparición de nuevos modos durante la propagación que presentan dos tipos de componentes: unas que se retrasan o adelantan con respecto al modo principal y otras que quedan atrapadas por éste y le acompañan (visten) durante la auto-compresión. [1] 124
- 7.1. Esquema de la técnica de amplificación de la intensidad de un pulso láser denominada *Chirp Pulse Amplification, CPA*. En una primera etapa el pulso corto es estirado temporalmente por medio de redes de difracción que introducen *chirp*. En la segunda etapa el pulso es amplificado. Seguidamente, es recomprimido por un sistema de redes de difracción que compensan el *chirp* introducido. El resultado final es un pulso altamente energético además de ultracorto. 132

7.2.	La figura 7.2a muestra la reconstrucción de los pulsos del sistema láser utilizado en este trabajo, obtenida con un <i>SPIDER</i> . La figura 7.2b es la reconstrucción del pulso en el espacio temporal. En él se puede observar un tren de pulsos satélites tras el pulso principal, los cuales son el resultado de componentes de tercer orden (<i>TOD</i>) que están presentes en la fase espectral del pulso que proviene del láser.	133
7.3.	Esquema de un montaje <i>d-scan</i> clásico. La dispersión se introduce entre los espejos con <i>chirp</i> y las cuñas. La traza <i>d-scan</i> se construye midiendo el espectro de segundo armónico (SHG) generado por el pulsos para cada posición de las cuñas (por el pulso modificado por un valor de dispersión concreto) [7].	136
7.4.	Fotografía del compresor empleado en el <i>self-calibrating d-scan</i> . . .	137
7.5.	Esquema de componentes del compresor. La dirección de la flechas indica el camino que sigue la luz. El prisma izquierdo es movable con distancias predefinidas (pasos).	138
7.6.	Esquema del montaje experimental. El haz láser se focaliza en la fibra hueca con una lente convergente de 100 m de focal. Después de salir de la fibra hueca pasa por una segunda lente de 200 cm de focal. Dependiendo el caso, se añade un sistema telescópico que reduce el tamaño del haz en un factor de 0,57. A continuación, el haz entra en el sistema de compresión, que consta de un par de prismas, donde uno de ellos es movable, y que es capaz de compensar la fase con la que sale el pulso de la <i>HCF</i> . Finalmente, el haz entra en la parte del montaje dedicada a la caracterización, que está compuesta de una lente que enfoca el láser en un cristal de segundo armónico (<i>SHG</i>), tras el que se pone un espectrómetro para medir el espectro de segundo armónico generado.	139
7.7.	La figura superior (7.7a) muestra la cámara de presión, que consiste en un tubo que tiene un par de conexiones, la primera para la bomba de vacío, y la segunda para el gas. La figura inferior (7.7b) muestra la fibra hueca montada en el tubo.	139
7.8.	Fotos de perfiles espaciales 7.8a <i>Spot</i> con 1,2 mJ de energía, 7.8b con 2,0 mJ. La primera fue tomada para las medidas espacio-espectrales (sección 7.3.2) y la segunda para las medidas temporales (sección 7.3.3).	141
7.9.	Estructura espacio-espectral a la salida de la fibra hueca llena de argón a una presión constante de 1425 mbar. La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. La energía del pulso varía desde: 1,3 mJ, 2 mJ y 2,6 mJ, figuras 7.9a, 7.9b y 7.9c, respectivamente.	144

- 7.10. Estructura espacio-espectral obtenidas de las simulaciones numéricas con el modelo 2D+1 para comparar con los casos de la figura 7.9. La presión es constante en 1500 mbar y la energía es de 0,35 mJ, 0,40 mJ, 0,45 mJ y 0,50 mJ. La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. La longitud del *HCF* es igual a 50 cm y el radio del núcleo es de $150 \mu\text{m}$, está llena de 1 bar de argón y partimos de un pulso centrado en 800 nm y una duración temporal de 100 fs (*FWHM*). 146
- 7.11. Integración temporal de la intensidad del haz mostradas en coordenadas cartesianas ($F(x, y)$). La figura izquierda (Fig. 7.11a) corresponde a una energía de 0,35 mJ y la derecha (Fig. 7.11b) a 0,45 mJ. En los dos casos se uso una fibra hueca llena de argón a 1 bar de presión. La longitud y núcleo de la fibra son de 50 cm y $150 \mu\text{m}$, respectivamente, y partimos de un pulso centrado en 800 nm y una duración temporal de 100 fs (*FWHM*). 147
- 7.12. Estructura espacio-temporal a la salida del la fibra hueca llena de argón. La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. En este caso la energía es siempre 1,1 mJ y la presión varia 7.12a 362 mbar, 7.12b 746 mbar, 7.12c 1286 mbar y 7.12d 1618 mbar 148
- 7.13. Estructura espacio-espectral obtenidas con las simulaciones numéricas al final de la fibra para comparar con las figuras 7.12. En este caso, la energía es constante en 0,6 mJ y la presión toma los valores de 350 mbar, 750 mbar, 1300 mbar y 1600 mbar de argón, que corresponden a las figuras: 7.13a, 7.13b, 7.13c y 7.13d, respectivamente. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. La longitud del *HCF* es igual a 35 cm, con un diámetro interno de $150 \mu\text{m}$. Se uso argón como gas de relleno. Finalmente, la duración temporal fue de 100 fs (*FWHM*). 150
- 7.14. Distribución de la intensidad temporal de los cinco primeros modos de las simulaciones de la figura 7.13. Las figuras 7.14a, 7.14b, 7.14c y 7.14d corresponden a las presiones: 350 mbar, 750 mbar; 1300 mbar y 1600 mbar, respectivamente. La energía es igual para todas las figuras (0,6 mJ) y la duración temporal del pulso es de 100 fs (*FWHM*). La fibra hueca tenia 35 cm de longitud, un diámetro de $150 \mu\text{m}$ y estaba rellena de argón. 151
- 7.15. Medida *d-scan* del pulsos el centro del haz a la salida de la fibra hueca. La longitud de la fibra hueca es de 40 cm y un radio de $150 \mu\text{m}$ rellena de argón con una presión de 1522 mbar. La duración temporal del pulso de ingreso fue de 100 fs (*FWHM*), la energía introducida fue de 0,6 mJ. La figura 7.15a es la traza experimental, mientras que la traza reconstruida la mostramos en la figura 7.15b. El espectro, junto a su fase espectral, está en la figura 7.15c. Finalmente, el pulso reconstruido está en la figura 7.15d. La reconstrucción fue realizada por el Dr. Benjamín Alonso. 153

- 7.16. Espectros (izquierda) y trazas *d-scan* (derecha) tomadas para diferentes posiciones del centro del haz y el anillo que lo rodea. La figura a y b corresponden al centro del haz, c y d a la parte de arriba del anillo e y f a la parte de abajo del anillo. Finalmente, g y h para la una posición lateral izquierda del anillo. 154
- 7.17. Trazas *d-scan* obtenidas con el pulso de salida de una fibra hueca obtenido por medio de una simulación numérica. En este caso el pulso inicial tiene una duración temporal de 100 fs, y una energía de 0,55 mJ y se acopla al modo fundamental de una fibra de 41 cm de longitud, con un núcleo de 150 μm de radio, lleno de argón de 1 bar de presión. La figura 7.17a es la traza que corresponde al centro del pulso, por el contrario, la figura 7.17b es la traza que corresponde al anillo que se forma (120 μm). Las figuras 7.17c y 7.17d son trazas con los mismos valores que las figuras anteriores, con la diferencia que no se usa la *TOD* del compresor de prismas. La figura 7.17e muestra la intensidad transversal en coordenadas cartesianas, mientras que el punto y el cuadrado negro muestran las posiciones donde se calcula las trazas *d-scan* de las figura 7.17a y 7.17b, respectivamente. . . . 156
- 7.18. Trazas *d-scan* para los cuatro primeros modos de la figura 7.17a. La figura 7.18a corresponde al modo fundamental (EH_{11}). En cambio, las figuras 7.18b, 7.18c y 7.18d, corresponden a los modos EH_{12} , EH_{13} y EH_{14} , respectivamente. En la simulación se utilizo un compresor de prismas que proporciona una dispersión positiva de $GDD/mm = 5,3910 \times 10^3 \text{ fs}^2/mm$ y $TOD/mm = -81,6560 \text{ fs}^3/mm$. La longitud de desplazamiento entre los prismas es de 1,93 mm. . . . 158
- 7.19. Evolución del peso porcentual de los 5 primeros modos durante su propagación por la fibra hueca. En este caso simulamos que se acopla al modo fundamental de la fibra un pulso de 100 fs (*FWHM*) y una energía de 0,45 mJ. La fibra esta llena de argón a una presión de 1500 mbar, tiene una longitud de 1 m y un radio de 150 μm 159

Parte I

Fundamento teórico

Capítulo 1

Introducción a la post-compresión en fibra hueca

Uno de los hitos científicos más importantes del siglo pasado fue la invención del láser pulsado de rubí [1]. Su implementación abrió las puertas a innumerables aplicaciones científicas y tecnológicas en todos los campos de la ciencia, influyendo de manera positiva en el común de las personas. La luz láser proporciona una fuente de muy alta coherencia, alta direccionalidad y elevada intensidad, además de ser en la mayoría de los casos, cuasi-monocromática.

Una de las consecuencias más interesantes de la alta intensidad que posee el láser es la respuesta de la materia ante la interacción con su campo electromagnético. Antes de su invención, la respuesta a este tipo de interacción era fundamentalmente lineal. Sin embargo, cuando la interacción ocurre con un campo cuya intensidad es suficientemente elevada, ésta puede dejar de serlo. Un claro ejemplo de esta afirmación es la generación del segundo armónico lograda por Franken y colaboradores en 1961 [2]. Estos investigadores observaron la formación de una señal en 347,2 nm, que correspondía al segundo armónico de la onda primaria proveniente de un láser de rubí (694,3 nm). Esta señal secundaria aparecía tras incidir un láser de rubí sobre una lámina de cristal de cuarzo. Este descubrimiento destapó definitivamente toda un área nueva de estudio, a la que se llamó “óptica no lineal”, dedicada a estudiar los fenómenos cuya respuesta de la materia a intensidades del campo eléctrico o magnético es no lineal.

De entre todos los efectos no lineales, uno de los más relevantes, desde luego en el ámbito de este trabajo, es el efecto *Kerr óptico*. Este efecto consiste en la modificación del índice de refracción del medio en función de la intensidad del campo incidente. Se trata, por lo tanto, de un efecto de tercer orden cuya primera observación experimental fue hecha por Stolen y colaboradores, en 1972 [3], al observar la aparición de una nueva birrefringencia en una fibra óptica utilizando un láser de 10 W de potencia. Otra observación experimental importante relacionada con este efecto en fibra óptica surgió en 1978, y fue la medida del ensanchamiento del espectro del pulso de luz introducido en la fibra.

Este ensanchamiento espectral viene causado por la auto-modulación de fase (o *Self-Phase Modulation (SPM)* en inglés), que no es más que la consecuencia espectral del efecto Kerr óptico inducido por un pulso de luz [4].

Por otro lado, y como consecuencia de la alta direccionalidad del láser, se desarrolló otro importantísimo dispositivo: la fibra óptica. Se trata de guías de ondas capaces de mantener la luz confinada espacialmente durante largas distancias, pudiendo emplearse para el desarrollo de las comunicaciones ópticas [5] y, además, favoreciendo el desarrollo de la óptica no lineal. Las primeras fibras ópticas fueron fabricadas en los años 50 usando vidrio común, con la desventaja de tener pérdidas importantes. Además, los efectos no lineales en este tipo de fibras ópticas eran pobres debido a que la susceptibilidad de segundo orden se desvanecía, al presentar inversión espacial [6], y los primeros efectos no lineales provenían de la susceptibilidad de tercer orden, que son mucho menos intensos. En la siguiente década, las fibras ópticas fueron perfeccionadas por la compañía *Corning Glass*, reduciendo notablemente sus pérdidas [7]. Eso permitió que algunos años después, tras el descubrimiento del láser, los investigadores de *Bell Laboratories*, Stolen y Ashkin, lograran caracterizar y medir por primera vez el efecto Kerr óptico en una fibra óptica [8]. Unos años más tarde, Hasegawa y colaboradores predijeron teóricamente la existencia del solitón óptico en una fibra óptica [9] y su confirmación experimental se formalizó en 1980 por Mollenauer, Stolen y Gordon [10].

La evolución de la tecnología láser, desde el mismo momento en que Maiman demostró que era posible, ha sido extraordinaria, habiéndose creado, desde entonces, nuevos láseres con características muy distintas. Algunas investigaciones y desarrollos requerían láseres de gran potencia o pulsos cuya duración temporal fuese tan larga como para ser considerados casi continuos. En otros campos de la investigación científica, por el contrario, se necesitaban pulsos cada vez más cortos temporalmente. La solución a este requerimiento provino de diseños como el *Q-switching* [11], que en sus primeras versiones generaban pulsos cuya duración temporal era del orden de los nanosegundos. Más adelante, se desarrolló la técnica *Mode-Locking* [12] que producía pulsos todavía más cortos, como el caso de los láseres de colorantes [13], con los que se emitían pulsos del orden de los picosegundos. Basándose en esta última técnica y aprovechando la activación de efectos no lineales de un elemento introducido en la cavidad resonante, se han llegado a generar pulsos del orden de los femtosegundos. Este método de generación de pulsos láser ultracortos se llama *Kerr lens Mode-Locking* [14, 15].

No fue hasta el año 1982 en que Moulton [16] desarrolló el láser de Ti:zafiro (*Ti : Al₂O₃*) que, como su nombre indica, utiliza como medio activo un cristal de zafiro dopado con iones de titanio. Este cristal tiene la propiedad de aportar una ganancia de gran ancho de banda (650 a 1100 nm), lo que permite generar pulsos de hasta algunas decenas de femtosegundos, además de ser económico, compacto y estable [17].

Sin embargo, el desarrollo de láseres que emitían pulsos más cortos que 25 fs se detuvo por una razón física: los componentes del láser tienen un límite en el ancho espectral que pueden producir o soportar. Para que un pulso láser tenga

una duración temporal extremadamente corta debe tener, necesariamente, un espectro muy ancho, y no todos los medios de ganancia que están dentro la cavidad láser tienen la propiedad de soportar espectros tan amplios [15].

Por otra parte, el deseo de disponer de láseres pulsados más intensos y más cortos hizo necesario el diseño de nuevas técnicas. En particular, la generación de láseres pulsados más potentes fue posible gracias a la aparición de nuevas técnicas de amplificación láser como la amplificación de pulsos chirpeados (*Chirped Pulse Amplification (CPA)*, en inglés), técnica propuesta por G. Mourou y D. Strickland [18] y que fue premiada en el año 2018 con el premio Nobel de Física. La técnica *CPA* nació como respuesta a una limitación física que tienen los elementos ópticos de la etapa de amplificación, ya que no pueden soportar elevadas intensidades en tiempos cortos sin sufrir daño, además de la importancia de evitar efectos no lineales en esta etapa. La solución consiste en aumentar la duración temporal del pulso, reduciendo su intensidad hasta un nivel que sea tolerable para los componentes de la etapa de amplificación. El aumento de la duración temporal del pulso se logra provocando que las diferentes frecuencias del pulso recorran distintos caminos ópticos, haciendo que el pulso adquiera *chirp* (es decir, que las diferentes frecuencias aparecen en distintos momentos del pulso). Este efecto se logra generalmente utilizando redes de difracción o, en su defecto, prismas. Una vez amplificado el pulso, este ingresa a una etapa de compresión temporal hasta muy cerca de la condición de límite de Fourier (máxima compresión del pulso), lo que provoca que el pico de la intensidad se eleve enormemente. La compresión temporal se logra de forma inversa que el estiramiento, introduciendo la dispersión contraria a la introducida en dicha etapa de estiramiento.

Normalmente un sistema de amplificación *CPA* es capaz de emitir pulsos intensos con duraciones tan cortas como unos 20 fs. Sin embargo, en el caso de requerir pulsos más breves, del orden de pocos ciclos ópticos, si bien pueden ser emitidos por los osciladores, la cadena de amplificación *CPA* suele presentar limitaciones, generalmente por la anchura de banda de la amplificación. En estas situaciones, se suele optar por trabajar con pulsos más largos amplificados mediante la técnica *CPA* y, una vez logradas las energías requeridas, se les aplica un proceso para reducir su duración. Dicho proceso recibe el nombre de post-compresión. Para post-comprimir un pulso es necesario, en un primer paso, ensanchar el espectro. Posteriormente, es necesario un control apropiado de la fase espectral del pulso resultante, de forma que sea lo más breve posible, lo más cercano a su límite de Fourier. Generalmente se suelen ensanchar los espectros originales mediante procesos no lineales. La *SPM* es un proceso no lineal empleado de forma muy extendida para este fin. En consecuencia, un esquema básico de post-compresión consiste en la propagación no lineal de los pulsos láser por un material. En virtud a dicha propagación no lineal, generalmente gracias a la *SPM*, se ensancha el espectro del pulso, para luego hacerlo pasar por un sistema óptico de compensación de fase y así generar los pulsos cortos deseados.

Los primeros estudios que ayudaron al diseño de esquemas de post-compresión se realizaron en fibra óptica [19]. El empleo de sistemas de guiado de la luz per-

mite prolongar la interacción no lineal entre la luz y la materia a lo largo de largas distancias, de forma que el proceso no lineal se potencie incluso con potencias pico de los pulsos relativamente discretas. La combinación de los efectos dispersivos que sufre el pulso en su propagación en la fibra óptica, sumado a los efectos no lineales, son los responsables de una variedad de nuevos fenómenos como la generación del súper continuo [20], o la formación de solitones ópticos [10], a los que dedicaremos un espacio exclusivo en este trabajo, y son ejemplos de modificación del espectro y la estructura temporal del pulso incidente como el que se busca en un esquema de post-compresión.

Existen varios métodos para lograr la compresión de un pulso en una fibra óptica. Uno de los más relevantes consiste en la formación de un solitón, que es el resultado de la combinación de la dispersión anómala (dispersión de la velocidad de grupo negativa), junto con la automodulación de fase (*SPM*). La combinación equilibrada de estos dos efectos pueden dar lugar a la formación de un solitón temporal. Conviene recordar que en una fibra óptica estándar de vidrio la dispersión es anómala si la longitud de onda del láser es superior a $1,3\ \mu\text{m}$, y es normal (positiva) para $\lambda < 1,3\ \mu\text{m}$. En las situaciones en las que la fase espectral inducida por la dispersión y por el *SPM* son opuestas y se compensan, el pulso sale con una fase espectral muy plana, y muy cerca del pulso limitado por la transformada de Fourier, que es el pulso más corto posible compatible con el espectro generado.

Por otro lado, también existe la posibilidad de buscar la compresión del pulso en la región de dispersión normal. En este caso la *SPM* ensancha el espectro, pero ahora la fase espectral inducida por la dispersión y por la *SPM* no se compensan, provocando que el pulso salga con una fase espectral no plana (con *chirp*). Esta fase espectral con la que sale el pulso hay que corregirla de alguna manera para lograr el pulso corto deseado. Para ello se suele implementar una etapa adicional para comprimir el pulso, etapa de compresión, por medio de la propagación lineal por un medio que aporte una dispersión negativa, por ejemplo, un sistema de prismas [21] o de redes de difracción [22], en los que se aprovecha la dispersión negativa asociada a la dispersión angular, espejos con *chirp* [23], o también fibras con redes de *Bragg* [24]. Como uno de los primeros ejemplos de esta estrategia de post-compresión de pulsos podemos mencionar el trabajo de Nakatsuka y colaboradores. Ellos utilizaron una fibra óptica con dispersión normal, donde se ensancha el espectro del pulso. Seguidamente, en una segunda etapa el pulso es post-comprimido. Esta compresión se logra por medio de una cámara llena de vapor de sodio, la cual tiene un régimen de propagación lineal y aporta la dispersión anómala [25].

El problema de comprimir un pulso en una fibra óptica es que la potencia máxima del pulso que se quiere comprimir está limitada debido al daño que el propio pulso puede inducir en la fibra. Este problema se hizo muy evidente especialmente con la aparición de los láseres pulsados ultraintensos basados en la tecnología *CPA*. Esta limitación obligó a buscar algún esquema de post-compresión alternativo válido para los láseres pulsados ultraintensos. En ese contexto, el uso de la fibra hueca se propuso como una muy buena alternativa [16].

Una fibra hueca (*Hollow-core Fiber*, *HCF*) es una estructura cilíndrica cuyo núcleo hueco se rellena de algún gas a cierta presión, aumentando notablemente el umbral de daño del material por el que se propaga el pulso. El núcleo hueco de estas fibras suelen tener unas dimensiones relativamente grandes comparadas con las fibras ópticas, presentando núcleos del orden de varias decenas o incluso de centenas de micras. Este tipo de fibras ha sido usados en aplicaciones de óptica no-lineal desde los años 70 [26, 27]. Una de las principales diferencias con la fibra óptica son sus altas pérdidas por su deficiente guiado de la luz. En una fibra hueca el índice de refracción del núcleo es menor que el del recubrimiento, por lo que la luz fuga hacia el recubrimiento, produciendo pérdidas importantes que, sin embargo, pueden ser asumibles en trabajos de investigación como el presente, siempre y cuando la longitud de la fibra sea corta, del orden del metro.

A diferencia de la fibra óptica mono-modo, los efectos no lineales en una fibra hueca rellena de algún gas noble o molecular se pueden regular en función del tipo de gas utilizado y de su presión. Otra diferencia entre estos dos tipos de fibra es el tamaño del núcleo: en una *HCF* es notablemente mayor, lo que permite inyectar pulsos incluso con 6 órdenes de magnitud más de energía (mJ) que en el caso de una fibra óptica convencional (nJ). En consecuencia, para obtener pulsos altamente energéticos con algunos ciclos de duración, esta técnica es ideal.

El primer trabajo que utilizó una *HCF* en la compresión de un pulso láser fue el de Nisoli y colaboradores en 1996 [16]. Ellos rellenaron la fibra hueca con diferentes gases (argón o criptón) logrando comprimir un pulso de 140 fs a 10 fs y con una energía de $660 \mu\text{J}$ proveniente de un láser de Ti:zafiro. Un año más tarde reafirmaron la técnica llegando a comprimir un pulso de 20 fs a 4,5 fs, en este caso usando criptón como gas dentro de la fibra [29]. En ambos trabajos experimentales ensancharon el espectro del pulso gracias a la auto modulación de fase dentro de la fibra, ayudada en cierta medida por el *Self-Steepening*, otro efecto no lineal que se explicará más adelante. El pulso final salía *chirpeado* (con fase espectral), necesitando así una segunda etapa de compresión.

La técnica de post-compresión por fibra hueca, aunque también presenta una limitación en la energía del pulso incidente que se puede usar (suele ser del orden del mJ [16, 29]), sobre todo por la aparición de excesivo plasma durante la propagación del pulso [30], se ha ido mejorando a lo largo de los años. Entre algunas de las mejoras más reseñables cabe mencionar:

1. El uso de fibras huecas con gradientes de presión [31]. Normalmente se emplean gradientes positivos de presión, de forma que el acoplamiento del haz incidente en la fibra hueca se realice a baja presión, mientras que la presión y los efectos no lineales van aumentando según se avanza dentro de la fibra. El gradiente de presión tiene las siguientes ventajas sobre la técnica convencional:
 - a) Los fenómenos no lineales indeseables son evitados, como el auto enfoque y la filamentación en la región de la entrada de la fibra hueca, donde la presión es baja.

- b) La calidad espacial del haz suele ser muy buena ya que el haz pierde las contribuciones de los modos espaciales altos durante la propagación (al presentar mayores pérdidas que el modo fundamental), siendo el modo fundamental el que experimenta progresivamente la auto modulación de fase en el medio gaseoso.
- c) La disminución de la no linealidad durante la propagación, por las pérdidas inherentes a la fibra hueca, se compensan con el gradiente de presión.

Con esta técnica, Wang y colaboradores lograron comprimir pulsos desde 105 fs a 21,5 fs, para una longitud de onda de $4\ \mu\text{m}$ (lo que significa que el pulso post-comprimido tenía unos 1,6 ciclos ópticos), con una energía saliente de 2,5 mJ [32]. Por otro lado, Suda y colaboradores en un trabajo más antiguo (2005), lograron pulsos de 10 fs para una longitud de onda de 800 nm y una energía de salida de 5 mJ [31].

2. El uso de guías de onda con geometría plana [33, 34]. En esta técnica, la onda viaja entre dos láminas separadas de vidrio por unas centenas de micras. El uso de esta geometría permite la inyección de pulsos ultra cortos de alta energía, porque el haz láser de entrada está confinado solo en la dirección perpendicular al plano de la guía de ondas. Con esta técnica, Arnold y colaboradores lograron comprimir pulsos desde los 50 fs a 10,1 fs, utilizando una fibra plana con una separación de $100\ \mu\text{m}$ rellena de argón a una presión de 1,5 atm. La energía de salida fue de 10,6 mJ, para el caso en el que la energía de ingreso era de 15 mJ (generado por un láser de Ti:zafiro), demostrando una muy buena eficiencia energética (70 %) para este tipo de sistemas de post-compresión.
3. El uso de sistemas de post-compresión en cascada, es decir, varias fibras huecas colocadas en serie, con una etapa intermedia de compresión entre ambas fibras. Con esta técnica se han generado pulsos extremadamente cortos (3,8 fs) con una energía apreciable ($35\ \mu\text{J}$), para una longitud de onda centrada en los 790 nm generado por la láser de Ti:Zafiro [35].
4. La utilización de fibras huecas largas y flexibles, con la característica de estar sujetas a tensión. Permite obtener pulsos cortos de aproximadamente 1,6 ciclos y potencias del orden del los TW. Este innovador diseño de fibra hueca es el resultado de unir dos secciones con características diferentes: una sección cónica, rígida y corta (pocos cm) por donde ingresa el pulso láser, que tiene la función de evitar el daño en la entrada de la fibra hueca y, una larga (varios metros) y flexible que tiene la propiedad de soportar un gradiente de presión del gas. Este diseño tiene la característica de permitir el ingreso a la fibra de mayores potencias. Böhle y colaboradores reportaron pulsos de 4 fs y 3 mJ de energía y un pico de potencia de 0,7 TW, utilizando una fibra hueca de estas características, de 2 m de longitud sujeta a un gradiente de presión, junto a un pulso circularmente polarizado [36].

Todos los trabajos mencionados anteriormente utilizan el modo espacial fundamental de la fibra hueca, debido a que presenta las menores pérdidas por longitud de fibra [37], lo que hace que estos sistemas de post-compresión presenten una muy buena calidad espacial.

Como se puede apreciar, por lo comentado anteriormente, la post-compresión de pulsos en fibra hueca sigue presentado retos pendientes de resolver. Por ejemplo, lograr pulsos más energéticos, prescindir de la etapa de corrección de la fase espectral, o combinar fenómenos como el *SPM* junto con el plasma, para lograr acortar la longitud de la fibra hueca a algunos centímetros [38, 39]. También conviene mencionar que esta técnica ofrece una posible fuente de pulsos en otras zonas espectrales diferentes al infrarrojo cercano (ultravioleta o infrarrojo medio, *Near-Infrared, NIR*), que son generados como un subproducto del proceso de formación y posterior fisión de un solitón (proceso que se conoce como formación de ondas dispersivas (*Dispersive Wave generation (DWG)* en inglés) durante la propagación no lineal. Estos nuevos pulsos han sido observados tanto en fibras de cristal fotónico [40, 41], como en fibras huecas [42], mostrando un gran potencial para el estudio de su dinámica y sus aplicaciones.

La intención de este trabajo de tesis es contribuir y ampliar el entendimiento de la técnica de post-compresión en fibra hueca. Para este fin, la investigación se centra en un camino aún no explorado por los trabajos precedentes hasta la fecha. Esta nueva ruta consiste en la utilización de los modos altos de la fibra, con el objetivo de lograr un pulso auto-comprimido, con el mayor ancho espectral y con una fase lo más plana posible, además de la mayor cantidad de energía admisible. Para lograr estos objetivos, se aborda un estudio mayoritariamente teórico, que se basa en simulaciones numéricas, las que otorgan una pauta de la dinámica existente en el proceso de auto-compresión del pulso. Para confirmar los resultados extraídos de las simulaciones computacionales realizamos la comprobación experimental, que arroja resultados muy prometedores. Se ha considerado pertinente dividir este trabajo de tesis en cuatro partes: en la primera parte desarrollamos los resultados matemáticos que nos ayudan a describir el comportamiento de un pulso en interacción con el medio gaseoso que está en el núcleo de la fibra hueca, junto a la técnica numérica de resolución y los primeros resultados del código computacional de simulación. En la segunda parte, presentaremos los resultados de las simulaciones numéricas, que nos muestran que el proceso de auto-compresión es mucho más rico de lo que muestra la literatura existente a la fecha. En la tercera parte, mostramos los resultados experimentales que nos llevan a confirmar los producidos por las simulaciones y, por lo tanto, las hipótesis planteadas en la segunda parte. Finalmente, en la cuarta parte mostraremos las conclusiones de todo el trabajo de investigación.

Bibliografía

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, **187**, 493-494 (1960)
- [2] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics," *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118-119 (1961)
- [3] R.H. Stolen and A. Ashkin, "Optical Kerr effect in glass waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **22**, 294 (1973)
- [4] R. H. Stolen and Chinlon Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," *Phys. Rev. A* **17**, 1448-1453 (1978)
- [5] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," in *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. **113**, no. 7, pp. 1151-1158 (1966)
- [6] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics: its history and recent progress [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, A1-A10 (2011)
- [7] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **17**, 423-425 (1970)
- [8] R. H. Stolen, A. Ashkin, "Optical Kerr effect in glass waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **22**, 294-296 (1973)
- [9] A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers I. Anomalous Dispersion," *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142-144 (1973)
- [10] L.F. Mollenauer, R. H. Stolen y J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095-1098 (1980)
- [11] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby," *Appl. Opt.* **1**, 103-105 (1962).
- [12] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intractivity modulation," *Appl. Phys. Lett.*, **5**, 4-6 (1964).

- [13] C. V. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.* **24**, 373 (1974)
- [14] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature*, **424**, 831-838 (2003).
- [15] C. V. Shank, in "Ultrashort Laser Pulses and Applications," edited by W. Kaiser, *Topics in Applied Physics*, Springer-Verlag, Berlin, **60**, 5-34 (1988)
- [16] P. F. Moulton: "Spectroscopic and laser characteristics of $Ti : Al_2O_3$," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125-132 (1986)
- [17] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991)
- [18] D. Stricland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219-221 (1985)
- [19] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 139-149 (1984)
- [20] M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, "Ultra-broadband continuum generation by hollow-fiber cascading," *Appl Phys B* **75**, 601-604 (2002)
- [21] S. Akturk, X. Gu, M. Kimmel, and R. Trebino, "Extremely simple single-prism ultrashort-pulse compressor," *Opt. Express* **14**, 10101-10108 (2006)
- [22] I. Yakovlev, "Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems," *Quantum Electronics.* **44**, 393-414. (2014)
- [23] P. Dombi, V. S. Yakovlev, K. O'Keeffe, T. Fuji, M. Lezius, and G. Tempea, "Pulse compression with time-domain optimized chirped mirrors," *Opt. Express* **13**, 10888-10894 (2005)
- [24] B. Nikolaus, D. Grischkowsky (1983), "Pulse Compression Using Optical Fibers. Physics of New Laser Sources," *NATO ASI Series (Series B: Physics)*. Springer, Boston, MA, 117-121(1983)
- [25] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, "Recompression of optical pulses broadened by passage through optical fibers," *Opt. Lett.* **1**, 13-15 (1981)
- [26] E. P. Ippen, "Low-power quasi-CW Raman oscillator," *Appl. Phys. Lett.* **16**, 303-305 (1970).
- [27] R. B. Miles, G. Laufer, and G. C. Bjorklund, "Coherent antistokes raman scattering in a hollow dielectric waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **6**, 417-419 (1981).
- [28] 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**, 2793-2795 (1996)

- [29] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, y F. Krausz, "Compression of high-energy laser pulses below 5 fs," *Opt. Lett.* **22**, 522-524 (1997)
- [30] E. Conejero Jarque, J. San Roman, F. Silva, R. Romero, W. Holgado, M. A. Gonzalez-Galicia, B. Alonso, I. J. Sola, and H. Crespo, "Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors," *Sci. Rep.* **8**, 2256 (2018)
- [31] 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)
- [32] P. Wang, Y. Li, W. Li, H. Su, B. Shao, S. Li, C. Wang, D. Wang, R. Zhao, Y. Peng, Y. L., R. Li, and Z. Xu, "2.6 mJ / 100 Hz CEP- stable near-single-ly le 4 μ m laser based on OPCPA and hollow-core fiber compression," *Opt. Lett.* **43**, 2197-2200 (2018)
- [33] M. Nurhuda, A. Suda, S. Bohman, S. Yamaguchi and K. Midorikawa, "Optical Pulse Compression of Ultrashort Laser Pulses in an Argon-Filled Planar Waveguide," *Phys. Rev. Lett.* ,**97**, 153902 (2006)
- [34] C. L. Arnold, B. Zhou, S. Akturk, S. Chen, A. Couairon y A. Mysyrowicz, "Pulse compression with planar hollow waveguides: a pathway towards relativistic intensity with table-top lasers," *New Journal of Physics*, **12**, 073015 (2010)
- [35] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, "Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum," *Opt. Lett.* **28**, 1987-1989 (2003)
- [36] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovács, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens, T. Nagy, Tamas, "Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers," *Laser Physics Letters*, **11**, 095401 (2014)
- [37] 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**, 1783–1809 (1964)
- [38] Ondřej Hort, Antoine Dubrouil, Amélie Cabasse, Stéphane Petit, Eric Mével, Dominique Descamps, and Eric Constant, "Postcompression of high-energy terawatt-level femtosecond pulses and application to high-order harmonic generation," *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 1055-1062 (2015)
- [39] N. L. Wagner, E. Gibson, T. Popmintchev, I. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, "Self-Compression of Ultrashort Pulses through Ionization-Induced Spatiotemporal Reshaping," *Phys. Rev.Lett.* **93**, 173902 (2004)

- [40] D. Novoa, M. Cassataro, J.C. Travers, and P.St.J. Russell, "Photoionization-Induced Emission of Tunable Few-Cycle Midinfrared Dispersive Waves in Gas-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibers," *Phys. Rev. Lett.* **115**, 033901 (2015)
- [41] F. Köttig, D. Novoa, F. Tani, M. C Günendi, M. Cassataro, J. C. Travers, P. St. J. Russell, "Mid-infrared dispersive wave generation in gas-filled photonic crystal fibre by transient ionization-driven changes in dispersion," *Nat. Communications*, **8**, 813 (2017)
- [42] J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahm y F. Belli, "High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres," *Nat.Photonics*, **13**, 547-557 (2019)

Capítulo 2

Ondas electromagnéticas en una fibra hueca

¿Es posible canalizar la luz como si fuera un río? Esta pregunta tiene una respuesta afirmativa. El ejemplo más claro es la fibra óptica, que es un dispositivo basado en el proceso de guía de ondas.

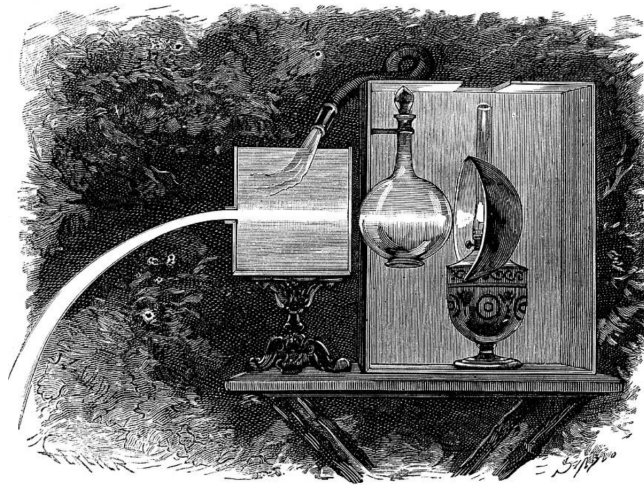


Figura 2.1: Ilustración del arreglo experimental propuesto por el físico suizo Daniel Colladon (1802-1893). Este montaje utiliza una lámpara, un sistema de focalización de la luz y un recipiente de agua. La luz queda atrapada en el chorro de agua (izquierda) por la reflexión interna total. Ilustración tomada de [1].

Una fibra óptica es básicamente un par de cilindros concéntricos cuyos índices de refracción son diferentes. En el cilindro interno, llamado núcleo, el índice de refracción es mayor que en el cilindro externo, denominado recubrimiento.

La luz viaja en la fibra óptica confinada en el núcleo debido al fenómeno óptico de la refracción total, por lo que, si la fibra no sufre curvaturas pronunciadas, la luz viaja reflejándose en la frontera entre el núcleo y el recubrimiento. Llegar a entender completamente este fenómeno llevó decenas de años y su aplicación a nivel mundial, tal como la conocemos hoy, llevó más de un siglo. La primera evidencia experimental sobre esta forma de transportar la luz la hizo Daniel Colladon en 1842 [1]. Él utilizó un sencillo dispositivo que consistía en una lámpara adherida a un recipiente lleno de agua y que tenía un agujero (ver figura 2.1). Con la ayuda de un sistema óptico se focalizaba la luz en el agujero de forma que el agua, al salir por el agujero, formaba un chorro parabólico por cuyo interior se propagaba la luz. Ocurrían un par de efectos llamativos. Por un lado, el chorro de agua se iluminaba gracias a la dispersión de Rayleigh que sufría la luz que se propagaba por su interior [2]. Por otro lado, se observó que los rayos de luz se reflejaban dentro del chorro, permaneciendo confinados en los límites del mismo gracias a la reflexión total interna que experimenta el haz entre la frontera del agua y el aire. Más tarde, en 1870, John Tyndall retomó el fenómeno de la reflexión total, haciéndolo mundialmente conocido. Fue después del desarrollo de la teoría electromagnética de Maxwell (1865) cuando J. J. Thomson en 1893 propuso la idea de la “guía de onda” [3]. Él encontró teóricamente que un “tubo” con una estructura transversal de índice de refracción (siendo el índice de refracción en la parte interna del tubo mayor que el de la parte externa) presenta modos espaciales localizados precisamente en la región central del tubo. Un año después O. J. Lodge logró la verificación experimental [4]. Lord Rayleigh, en 1897, desarrolló el análisis matemático de la propagación de los modos en un cilindro hueco [5]. Él mostró que las ondas podían propagarse dentro de un cilindro conductor hueco, algo que hasta entonces era una idea descartada. En este trabajo Rayleigh demostró que las ondas se propagan en un conjunto de modos espaciales bien definidos, que además son de dos tipos. El primero es aquel en el que solo el campo eléctrico tiene componente longitudinal (componente en la dirección de propagación). A este tipo de modo se lo denomina transversal magnético (*transversal magnetic, TM* en inglés). El segundo tipo es el caso contrario, ya que solo el campo magnético tiene componente longitudinal, y se denomina transversal eléctrico (*transversal electric, TE*). Ambos tipos de modos tienen componentes transversales de campo eléctrico y magnético.

Algunos años después, ya en el siglo XX, Hondros y Debye aportaron a la teoría desarrollada por Rayleigh un trabajo teórico sobre ondas electromagnéticas que se propagan en un dieléctrico recto [6], terminando de sentar las bases teóricas sobre la propagación de la luz confinadas por este tipo de estructuras.

En este capítulo haremos un breve recorrido por los resultados más relevantes para este trabajo: los modos de propagación de una fibra hueca, su constante de propagación y la absorción.

2.1. Estructura de una fibra hueca

Como vimos en la introducción de este capítulo, una guía de onda es una estructura capaz de permitir la propagación de ondas electromagnéticas en su interior. En esta sección nos centraremos en una guía de ondas de geometría cilíndrica, también llamada fibra hueca, figura 2.2, cuya apariencia es muy similar a la de un tubo capilar. La parte externa se llama recubrimiento o *cladding* en inglés, que está compuesta de vidrio, mientras que la parte interna (que es el núcleo o *core*) tiene sección circular y está hueca o rellena de un gas. El índice de refracción del gas será cercano a la unidad ($n \sim 1$), mientras que el recubrimiento tendrá un índice mayor, dependiendo del tipo de material del que está hecho el capilar.

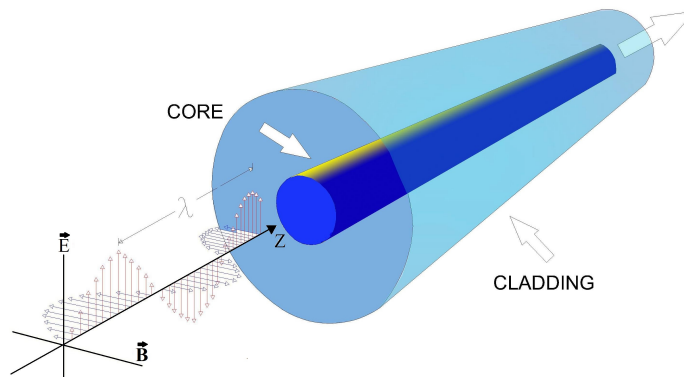


Figura 2.2: Esquema de una fibra hueca por la que viaja una onda electromagnética. El recubrimiento o *cladding* tiene un índice de refracción mayor que el del núcleo o *core*, que está lleno de un gas a presión variable.

La diferencia entre los índices de refracción del *cladding* y el núcleo hace que parte la onda acoplada en el núcleo se pierda por refracción hacia el exterior. La figura 2.3 muestra un esquema de lo que sucede en el interior de la fibra hueca. La reflexión interna total no se produce, por lo que la onda se propagará por los dos medios, produciendo pérdidas importantes en el haz que viaja por el núcleo. Por ejemplo, las pérdidas que sufre un haz con una longitud de onda de $1 \mu\text{m}$ que se propaga en el interior de una fibra hueca de radio de $250 \mu\text{m}$ son de 57 dB/km , aproximadamente [8]. Para aplicaciones de investigación científica, estas mermas son asumibles para longitudes cortas de la fibra hueca (del orden del metro). Aún en presencia de estas pérdidas todavía es posible calcular cómo es la estructura espacial del campo en el núcleo de la fibra hueca, así como sus propiedades de propagación.

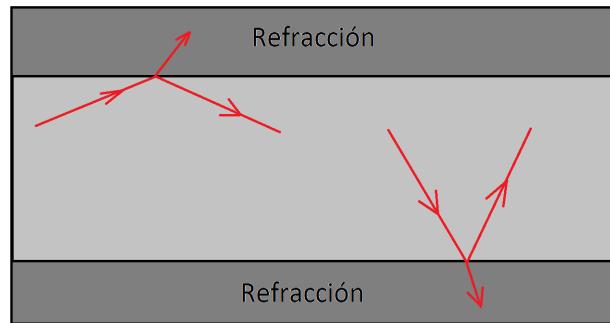


Figura 2.3: Esquema de las pérdidas por refracción en un fibra hueca. No existe ángulo donde se produzca la reflexión total interna

La descripción completa del guiado de luz en una fibra hueca, cuya descripción esquemática ha sido descrita párrafos anteriores, requiere realizar el estudio bajo el tratamiento ondulatorio más completo (ver por ejemplo [7]).

2.2. Modos espaciales en la fibra hueca

En una fibra hueca solo algunas distribuciones espaciales de campo, o modos espaciales, satisfacen las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de frontera entre el núcleo y el recubrimiento. Estas condiciones de frontera son aplicadas a las componentes transversales de los campos en el núcleo y el recubrimiento, para el caso de un haz monocromático. En el caso de una fibra hueca cuyo recubrimiento es metálico existen dos familias de soluciones: los modos transversales eléctricos (TE_{nm}) y los modos transversales magnéticos (TM_{nm}) [8]. Sin embargo, en el caso de una fibra hueca cuyo revestimiento sea un material dieléctrico, solo admite soluciones del tipo TE y TM con simetría cilíndrica ($n = 0$) [8]. El resto de modos que aparecen son modos cuyos campos eléctricos y magnéticos presentan componentes longitudinales. Esta nueva familia de soluciones se conocen como modos híbridos y se denotan por EH_{nm} .

Concentrándonos ya en el caso de la fibra hueca con revestimiento dieléctrico, que es el tipo de fibra hueca que usaremos, para el caso de los modos transversales eléctricos (TE_{0m}), no existe ninguna componente del campo eléctrico en la dirección de propagación ($E_z = 0$). El campo eléctrico presenta componente acimutal (E_θ) mientras que el campo magnético tiene componente longitudinal y radial (H_r, H_z). Se trata de haces vectoriales acimutales. Las ecuaciones 2.2.1 y 2.2.2 muestran la expresión de las componentes no nulas de los campos eléctrico y magnético en el núcleo y revestimiento, respectivamente, para el caso de los modos TE_{0m} , [8], en coordenadas cilíndricas (ρ, θ, z):

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta 0m} &= J_1(k_i \rho) \\ H_{\rho 0m} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_i \rho) \\ H_{z 0m} &= -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\mu_{0m}}{k a} J_0(k_i \rho) \end{aligned} \right\} \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (2.2.1)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta 0m} &= -1 \\ H_{\rho 0m} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \\ H_{z 0m} &= -i \sqrt{\nu^2 - 1} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{aligned} \right\} i \frac{\mu_{0m} J_0(\mu_{0m})}{k \sqrt{a \rho (\nu^2 - 1)}} \exp(i(k_e(\rho - a) + \beta z - \omega t)) \quad (2.2.2)$$

donde J_n es la función de Bessel de primera especie de orden n ($n = 0, 1, 2, \dots$); k , k_i y k_e son las constantes de propagación en el espacio libre, en el núcleo de la fibra hueca y en el recubrimiento, respectivamente, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío, β es la componente longitudinal de la constante de propagación, ν es el índice de refracción complejo del recubrimiento ($\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$) y μ_{nm} es el m -ésimo cero de la función de Bessel de orden $n - 1$ ($J_{n-1}(\mu_{nm}) = 0$). Por último, ω es la frecuencia angular de la luz y a es el radio interno de la fibra hueca.

En el caso del modo transversal magnético, el modo TM_{0m} el campo eléctrico presenta componente radial y longitudinal, mientras que el campo magnético solo tiene componente acimutal. Las ecuaciones 2.2.3 y 2.2.4 muestran la expresión de las componentes no nulas de los campos eléctrico y magnético en el núcleo y revestimiento, respectivamente, para el caso de los modos TM_{0m} , [8], también en coordenadas cilíndricas:

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho 0m} &= J_1(k_i \rho) \\ E_{z 0m} &= i \frac{\mu_{0m}}{k a} J_0(k_i \rho) \\ H_{\theta 0m} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_i \rho) \end{aligned} \right\} \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (2.2.3)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho 0m} &= -\frac{1}{\nu^2} \\ E_{z 0m} &= \sqrt{\nu^2 - 1} \\ H_{\theta 0m} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{aligned} \right\} i \frac{\mu_{0m} J_0(\mu_{0m})}{k \sqrt{a \rho (\nu^2 - 1)}} \exp(i(k_e(\rho - a) + \beta z - \omega t)) \quad (2.2.4)$$

Por último, los modos híbridos (EH_{nm}) son modos con n no nulo ($n \neq 0$) en los que los dos campos presentan las tres componentes. Las ecuaciones 2.2.5 y 2.2.6 muestran las expresiones de las componentes del campo eléctrico y

magnético, respectivamente, en el núcleo de la fibra hueca, mientras que las ec. 2.2.7 y 2.2.8 se refieren a las componentes de los campos en el recubrimiento [8]:

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta nm} &= \left[J_{n-1}(k_i \rho) + \frac{i \mu_{nm}^2}{2 n k a} \sqrt{\nu^2 - 1} J_n'(k_i \rho) \right] \cos n(\theta + \theta_0) \\ E_{\rho nm} &= \left[J_{n-1}(k_i \rho) + \frac{i \mu_{nm}}{2 k \rho} \sqrt{\nu^2 - 1} J_n(k_i \rho) \right] \sin n(\theta + \theta_0) \\ E_{z nm} &= -i \frac{\mu_{nm}}{k \rho} J_n(k_i \rho) \sin n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \right\} \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (2.2.5)$$

$$\begin{aligned} H_{\theta nm} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\rho nm} \\ H_{\rho nm} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\theta nm} \\ H_{z nm} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{z nm} \cot n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta nm} &= \cos n(\theta + \theta_0) \\ E_{\rho nm} &= \sin n(\theta + \theta_0) \\ E_{z nm} &= -\sqrt{\nu^2 - 1} \sin n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \right\} i \frac{\mu_{nm} J_n(\mu_{nm})}{k \sqrt{a \rho} (\nu^2 - 1)} \exp(i(k_e(\rho - a) + \beta z - \omega t)) \quad (2.2.7)$$

$$\begin{aligned} H_{\theta nm} &= \nu^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\rho nm} \\ H_{\rho nm} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{\theta nm} \\ H_{z nm} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{z nm} \cot n(\theta + \theta_0) \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

donde el símbolo “ ’ ” sobre la función de Bessel (J_n) de la ecuación 2.2.5 representa la derivada. La constante θ_0 que aparece en las ecuaciones 2.2.5 a 2.2.8 tiene un especial interés en el estudio de fibras con eje curvo, porque admiten cualquier orientación del campo eléctrico transversal en relación con el plano de curvatura del eje de la fibra hueca. En este caso utilizamos una fibra recta por lo que θ_0 es cero.

La figura 2.4(a-d) nos muestra algunos ejemplos de los campos eléctricos de los modos TE_{01} , TM_{01} , TE_{02} y TM_{02} en el núcleo de la fibra hueca, respectivamente. Como vemos, se trata de campos con polarización inhomogénea (que no lleva la misma dirección en distintos puntos del espacio), estructuras que se conocen como haces vectoriales. Este tipo de haces complejos son modos propios de las fibras huecas.

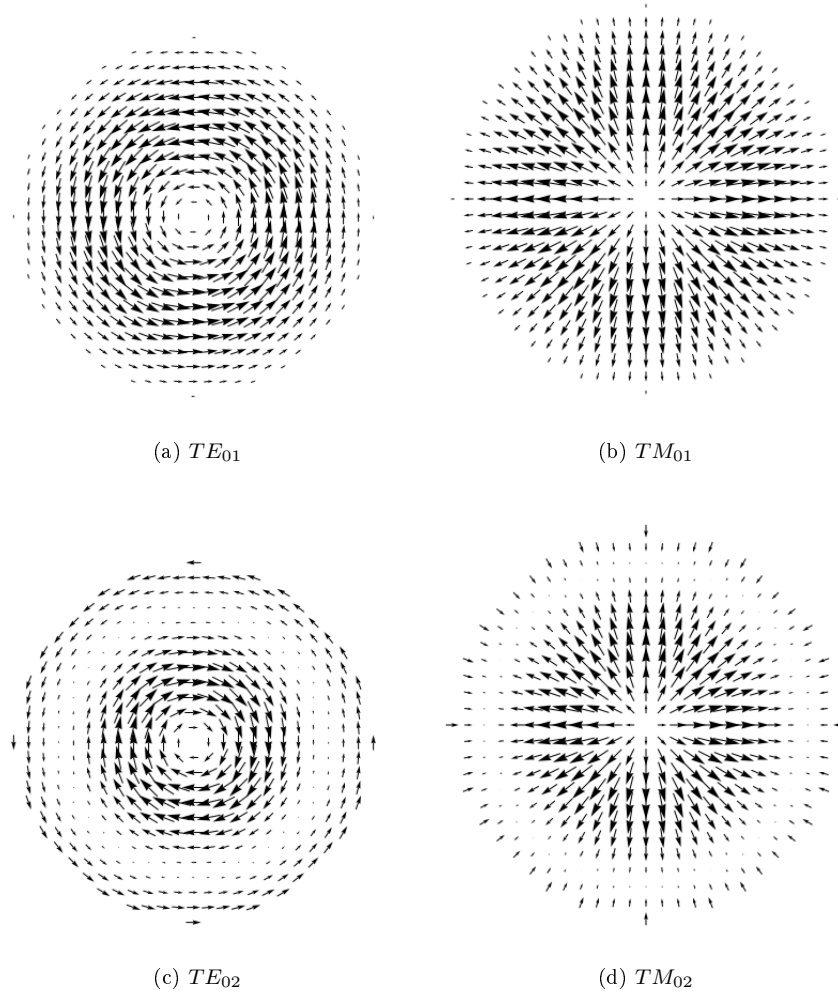


Figura 2.4: Representaciones de algunos modos TE y TM en el núcleo de la fibra hueca. Tan solo se ha dibujado el vector campo eléctrico en el interior del núcleo de la fibra hueca. La parte del recubrimiento, que es no nula, no se ha dibujado.

Por otro lado, la figura 2.5(a-h) muestra el campo eléctrico en el núcleo de una fibra hueca de los modos híbridos EH_{11} , EH_{12} , EH_{13} , EH_{14} , EH_{21} , EH_{31} y EH_{32} , respectivamente. Salvo los modos con $n = 1$, los modos EH_{1m} , el resto de modos híbridos también presentan una estructura de polarización compleja. En este trabajo vamos a asumir que trabajamos con láseres con polarización lineal, por lo que restringiremos los modos que se pueden excitar en la fibra (los modos EH_{1m}).

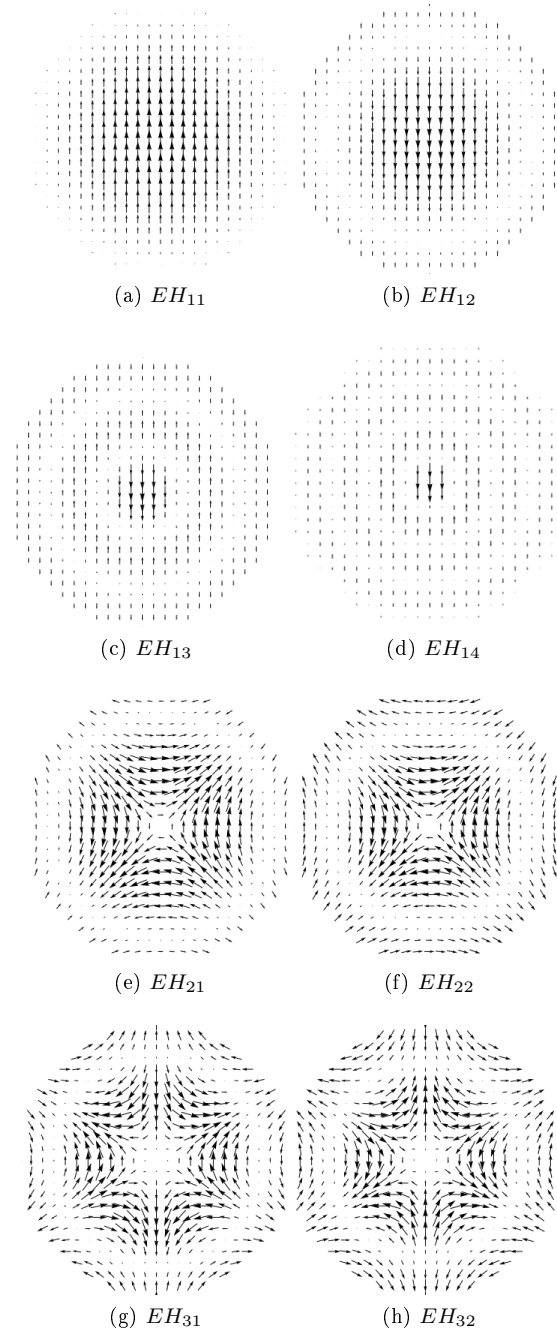


Figura 2.5: Representaciones del campo eléctrico en el núcleo de la fibra hueca de algunos modos híbridos EH . Nuevamente, solo se ha dibujado el vector campo eléctrico en el interior del núcleo de la fibra hueca. La parte del recubrimiento, que no es nula, no se dibujado.

Las fibras huecas consideradas en este trabajo tienen el diámetro del núcleo mucho mayor que la longitud de onda del láser que se acopla a la fibra ($k \cdot a \gg 1$). Este hecho nos permite hacer una serie de aproximaciones sobre las ecuaciones que se han descrito en párrafos anteriores que ayudarán a simplificar el cálculo. La primera aproximación se aplica sobre la componente longitudinal de los campos para cualquiera de las tres familias de soluciones. Esta componente es proporcional a $1/k \cdot a$, lo que indica que su amplitud es muy pequeña y se puede despreciar. Es decir, en las fibras huecas utilizadas, los campos son casi transversales y terminan teniendo las expresiones que muestras en las ecuaciones 2.2.9, 2.2.10 y 2.2.11.

La segunda aproximación se refiere a la dependencia radial de los campos en el revestimiento, teniendo en cuenta que $k \cdot a \gg 1$. Además, si el material dieléctrico es absorbente (su índice de refracción es complejo con la parte imaginaria positiva), como es habitual, la dependencia radial del campo externo es una exponencial real negativa, cuyo valor máximo es proporcional a $1/k \cdot a$, por lo que estaremos en una situación en la que la onda luz se va escapando del núcleo lentamente. Entonces, los efectos más interesantes ocurren dentro del núcleo de la *HCF*, por lo que nos concentraremos totalmente en esa región.

$$E_{\theta 0m} = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{\rho 0m} = J_1\left(\mu_{0m} \frac{\rho}{a}\right) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (2.2.9)$$

La ecuación 2.2.9 corresponde a los modos TE_{0m} , y la ec. 2.2.10 representará a los modos TM_{0m} .

$$E_{\rho 0m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{\theta 0m} = J_1\left(\mu_{0m} \frac{\rho}{a}\right) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (2.2.10)$$

Finalmente, las ecuaciones 2.2.11 describen a los modos híbridos EH_{nm} .

$$\begin{aligned} E_{\theta nm} &= -\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{\rho nm} = J_{n-1}\left(\mu_{nm} \frac{\rho}{a}\right) \cos n\theta e^{i(\beta z - \omega t)} \\ E_{\rho nm} &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{\theta nm} = J_{n-1}\left(\mu_{nm} \frac{\rho}{a}\right) \sin n\theta e^{i(\beta z - \omega t)} \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

2.3. Constante de propagación y atenuación de cada modo

Como mencionamos anteriormente, la aplicación de las condiciones de frontera sobre los campos en el interfaz entre el núcleo y el revestimiento de la fibra hueca proporciona cuatro ecuaciones de las que se puede extraer una ecuación trascendental cuyas soluciones nos dan los coeficientes de propagación de los

distintos modos de la fibra hueca [4, 9].

$$\left[\frac{J'_n(k_i a)}{J_n(k_i a)} - \frac{k_i H_n^{(1)'}(k_e a)}{k_e H_n^{(1)}(k_e a)} \right] \left[\frac{J'_n(k_i a)}{J_n(k_i a)} - \frac{\nu^2 k_i H_n^{(1)'}(k_e a)}{k_e H_n^{(1)}(k_e a)} n_2^2 \right] = \frac{n^2 \lambda^2}{a^2 k_i^2 k^2} \left[1 - \frac{k_i}{k_e} \right]^2 \quad (2.3.1)$$

donde $H_n^{(1)}$ es la función de Hankel de primera especie y el símbolo “ ’ ” sobre las funciones de Bessel y Hankel representa su derivada.

Las soluciones de la ecuación trascendental resultante 2.3.1 no son triviales y solo se puede acceder a ellas por métodos numéricos. Tan solo haciendo las siguientes aproximaciones podemos acceder a soluciones analíticas:

1. La primera aproximación es considerar que el radio del núcleo de la fibra hueca es mucho mayor que la longitud de onda del láser que se empleará. En este trabajo de tesis consideraremos fibras huecas cuyos radios están entre los 100 a 150 μm y, la longitud de onda del láser empleado es de 800 nm (0,8 μm).
2. La segunda aproximación es considerar que la parte real de la constante de propagación de cualquier modo espacial debe ser muy parecida al vector de ondas libre ($2\pi/\lambda$) o, lo que es lo mismo, que debemos estar en una situación en el que la parte compleja no sea grande (situación de pocas pérdidas).

Asumiendo estas dos condiciones, Marcatilli y Schmeltzer [7] encontraron expresiones aproximadas para la parte real (β_{mn}) e imaginaria (α_{mn}) del coeficiente de propagación de cada uno de los modos. Para el caso concreto de los modos híbridos EH_{1m} , teniendo en cuenta que el material de construcción del recubrimiento de la fibra hueca es un dieléctrico, la expresión obtenida a primer orden es [8, 7]:

$$\beta_{1m} = \text{Re}(\beta) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_{1m} \lambda}{2\pi a} \right)^2 \right] \quad (2.3.2)$$

$$\alpha_{1m} = \text{Im}(\beta) = \left(\frac{\mu_{1m}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{\frac{1}{2}(\nu^2 + 1)}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \quad (2.3.3)$$

donde μ_{1m} es la m -ésima raíz de la ecuación $J_0(\mu_{1m}) = 0$, a es el radio del núcleo de la fibra hueca y λ es la longitud de onda de la luz que se inserta. Como podemos ver, tanto β_{1m} como α_{1m} están en función del parámetro m . Por lo tanto, cada solución o modo de propagación tendrá su constante modal y su atenuación.

Bibliografía

- [1] Émile Desbeaux, “Physique Populaire,” Librairie Marpon et Flammarion (1891)
- [2] Lord Rayleigh F.R.S. , “XXXIV. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky,” The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **47**, 375-384 (1899)
- [3] J. J. Thomson, “Notes on Recent Researches in Electricity and Magnetism,” Oxford: Clarendon, 1893, (reprinted London: Dawsons), 344-347 (1968)
- [4] H. G. Schantz, "Three centuries of UWB antenna development," 2012 IEEE International Conference on Ultra-Wideband, Syracuse, NY, 506-512, (2012)
- [5] Lord Rayleigh, “ On the passage of electric waves through tubes, or the vibrations of dielectric cylinders,” Phil. Mag., **XLIII**, 125-132 (1897)
- [6] D. Hondros and P. Debye, “Elektromagnetische Wellen an di-elektrischen Drahten,” Ann. d. Phys., **32**, 465 (1910)
- [7] J. A. Stratton, “Electromagnetic Theory,” McGraw-Hill Book Company, USA (1941).
- [8] 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**, 1783–1809 (1964).
- [9] H. Ramírez-Díaz, “Cálculo de los modos electromagnéticos en una fibra óptica mediante soporte computacional analítico,” Revista Mexicana de Física **47**, 386-391 (2001)

Capítulo 3

La ecuación de ondas no lineal y su resolución numérica

Las ecuaciones de Maxwell, aplicadas a la geometría de una fibra hueca, proporcionan la descripción de la evolución de un pulso electromagnético que se desplaza por él. Sin embargo, para comprender la evolución más detallada de pulso, es necesario recurrir a técnicas numéricas que requieren mucha potencia computacional. Existen modelos numéricos que se pueden adaptar muy bien al estudio de la propagación de pulsos en fibras huecas, que son los que utilizaremos en el presente trabajo.

Podemos clasificar estos modelos numéricos en dos grandes ramas: la primera, son los métodos de diferencias finitas (diferencias finitas, elementos finitos y volumen finito) [1], y en la segunda rama están los métodos espectrales (interpolares o pseudo-espectrales y no interpolares) [2].

El método de diferencias finitas permite resolver ecuaciones en derivadas parciales en un dominio finito de manera aproximada. Entre sus ventajas destaca su sencillez conceptual y que sea un procedimiento ideal para encontrar la solución de una ecuación diferencial en una, dos o tres dimensiones. El método aproxima las derivadas parciales de una función a expresiones algebraicas en las que intervienen valores de la función evaluada en ciertos puntos seleccionados en el dominio. Esta sustitución genera una fórmula recurrente que puede ser usada para calcular la evolución y la estructura de la función.

Los métodos espectrales son aquellos que aprovechan las propiedades de la transformada de Fourier para resolver ecuaciones diferenciales. Se emplean en multitud de situaciones, llegando a alcanzar, en algunos casos, un nivel de precisión elevado [2].

La elección del método más apropiado depende de la ecuación que se quiera resolver. De hecho, existen ecuaciones complejas en las que alguna parte de sus componentes son ideales para ser resueltas por un método, mientras que las otras componentes se resuelven mejor por otra técnica. Una posible estrategia para resolver una ecuación de este tipo consiste en resolver cada una de esas partes con su método, de manera independiente, como si fuesen distintos pasos

de la evolución del sistema. La solución obtenida de esta forma será una buena aproximación de la ecuación completa si los pasos son suficientemente pequeños. Este método de resolución por partes se denomina “Split-Step Method” en inglés, o método por pasos [11], y hay muchos campos de la ciencia donde se aplica esta técnica numérica: mecánica celeste [4], problemas de difusión por convección del calor [5], en química de combustión [6], neurología [7] y también para estudiar la propagación no lineal de pulsos de luz [8].

En este capítulo vamos a presentar, en primer lugar, el método numérico escogido en este trabajo, que es el método de resolución por pasos. A continuación describiremos la forma de resolver numéricamente dos modelos muy usados para describir la propagación no lineal de un pulso de luz: un modelo unidimensional 1D+1, en el que solo vemos la evolución de la estructura temporal del pulso a lo largo de la propagación, y un modelo bidimensional 2D+1, en el que incluimos la evolución de la estructura temporal y transversal del haz a lo largo de la propagación. Este último será el que utilizaremos en la mayor parte del trabajo.

3.1. Resolución numérica por pasos de ecuaciones diferenciales ordinarias

Buscamos un método numérico práctico para resolver una ecuación diferencial de primer orden, del tipo que mostramos y desarrollamos en los siguientes capítulos (por ejemplo, ec. 5.1.1), en el que la evolución de la función u presenta dos contribuciones \mathbf{A} y \mathbf{B} . Este tipo de ecuación representa un amplio rango de ecuaciones diferenciales ordinarias:

$$\frac{\partial u}{\partial h} = (\mathbf{A} + \mathbf{B})u \quad (3.1.1)$$

donde u es una función que es dependiente de diferentes variables, siendo h una de ellas y, en general, \mathbf{A} y \mathbf{B} pueden depender de todas de ellas, incluida h . Para averiguar cómo se modifica la función u con h y visualizar los pasos, conviene comenzar expresando la solución formal de la ecuación:

$$u(h + \Delta h) = e^{\int_h^{h+\Delta h} (\mathbf{A} + \mathbf{B}) dh'} u(h) \quad (3.1.2)$$

Asumiendo que los operadores \mathbf{A} y \mathbf{B} pueden depender de h pero se mantienen constantes al pasar de la posición h a posición $h + \Delta h$, algo bastante razonable incluso para los términos no lineales si Δh es suficientemente pequeño, entonces la solución formal se simplifica notablemente:

$$u(h + \Delta h) \approx e^{\Delta h(\mathbf{A}(h) + \mathbf{B}(h))} u(h) \quad (3.1.3)$$

La variable h puede ser tiempo, distancia, temperatura o alguna otra magnitud física, y los operadores \mathbf{A} y \mathbf{B} pueden tener estructuras distintas (matrices, funciones, operadores, etc.), que incluyan expresiones o dependencias muy diversas. De hecho, puede darse el caso en que los operadores \mathbf{A} y \mathbf{B} dependan

de variables y funciones de tal manera que no conmuten, como será nuestro caso. De ahí que si la resolución numérica de la ecuación (3.1.3) es demasiado compleja, se decida resolverla por pasos, primero teniendo en cuenta solo el operador \mathbf{A} (como si $\mathbf{B}=0$) y, después, aplicando sobre el resultado solo el operador \mathbf{B} (como si $\mathbf{A}=0$).

3.1.1. Método por pasos a primer orden

El método de resolución por pasos a primer orden consistirá en factorizar el operador exponencial de la ecuación 3.1.4 de la siguiente manera:

$$e^{\Delta h(\mathbf{A}(h)+\mathbf{B}(h))} \approx e^{\Delta h\mathbf{A}(h)} e^{\Delta h\mathbf{B}(h)} \quad (3.1.4)$$

El motivo por el que la ecuación (3.1.4) no es una igualdad es porque los operadores pueden no conmutar, $[\mathbf{A}, \mathbf{B}] = \mathbf{A}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{A} \neq 0$. Para averiguar el error que cometemos en la ecuación 3.1.4, en el caso en el que los operadores no conmuten, tenemos que expandir en serie de Taylor los dos componentes de la ecuación y ver la diferencia entre ambas expansiones:

$$e^{\Delta h\mathbf{A}(h)} e^{\Delta h\mathbf{B}(h)} = (I + \Delta h\mathbf{A}(h) + \frac{1}{2}\Delta h^2\mathbf{A}(h)^2 + \dots)(I + \Delta h\mathbf{B}(h) + \frac{1}{2}\Delta h^2\mathbf{B}(h)^2 + \dots) \quad (3.1.5)$$

$$e^{\Delta h(\mathbf{A}(h)+\mathbf{B}(h))} = \mathbf{I} + \Delta h(\mathbf{A}(h) + \mathbf{B}(h)) + \frac{1}{2}\Delta h^2(\mathbf{A}(h) + \mathbf{B}(h))^2 + \dots \quad (3.1.6)$$

Restando 3.1.5 y 3.1.6, tendremos la siguiente ecuación:

$$e^{\Delta h\mathbf{A}(h)} e^{\Delta h\mathbf{B}(h)} - e^{\Delta h(\mathbf{A}(h)+\mathbf{B}(h))} = \frac{\Delta h^2}{2} [\mathbf{A}(h), \mathbf{B}(h)] + \mathcal{O}(\Delta h^3) \quad (3.1.7)$$

donde el último término de la ec. 3.1.7, $\mathcal{O}(\Delta h^3)$, agrupa todos los términos que contenga Δh^m con $m \geq 3$. Queda pues claro que el error cometido al utilizar la ecuación 3.1.4 es de segundo orden en Δh y que desprecia, precisamente, la no conmutación de los operadores \mathbf{A} y \mathbf{B} . Todo este desarrollo de Taylor se puede continuar si uno quiere tener una expresión más exacta del operador $e^{\Delta h(\mathbf{A}+\mathbf{B})}$. Para ello se hace uso del teorema de Baker-Campbell-Hasudorff [11, 12], que expresa el producto de los operadores evaluados por pasos como un operador en el que intervienen conmutadores hasta el orden deseado:

$$e^X e^Y = e^{X+Y + \frac{1}{2}[X,Y] + \frac{1}{12}[X,[X,Y]] - \frac{1}{12}[Y,[X,Y]] + \dots} \quad (3.1.8)$$

La aproximación a primer orden descrita en la ec. 3.1.4 es suficiente en la mayoría de los casos, pero si queremos bajar aún más la influencia del error del *split* o división, entonces debemos usar pasos más pequeños o un método de segundo orden.

3.1.2. Métodos por pasos a segundo orden

El trabajo de Strang [13], nos proporciona una identidad útil y más precisa que la presentada en el anterior apartado:

$$e^{\Delta h(\mathbf{A}+\mathbf{B})} \approx e^{\frac{1}{2}\Delta h(\mathbf{A})} e^{\Delta h(\mathbf{B})} e^{\frac{1}{2}\Delta h(\mathbf{A})} \quad (3.1.9)$$

Desarrollando ambos lados de la ecuación en serie de Taylor separadamente y comparando de la misma forma que el caso anterior obtenemos:

$$e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{A}} e^{\Delta h\mathbf{B}} e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{A}} - e^{\Delta h(\mathbf{A}+\mathbf{B})} = \mathcal{C}\Delta h^3 + \mathcal{O}(\Delta h^4) \quad (3.1.10)$$

donde $\mathcal{C} = \frac{1}{24}([\mathbf{A}, \mathbf{B}], \mathbf{A}) + 2[[\mathbf{A}, \mathbf{B}], \mathbf{B}]$. Podemos ver que la contribución más relevante en el error es el término de tercer orden $\mathcal{C}\Delta h^3$, mejorando la precisión con respecto a la aproximación anterior; de nuevo, el término $\mathcal{O}(\Delta h^4)$ representa las contribuciones de cuarto orden o superiores.

Por otro lado, cambiar el secuencia de los pasos de cálculo a $e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{B}} e^{\Delta h\mathbf{A}} e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{B}}$, llevaría a un error del mismo orden. Si cambiamos el orden de los operadores de la 3.1.9, tendremos:

$$e^{\Delta h(\mathbf{A}+\mathbf{B})} \approx e^{\frac{1}{2}\Delta h(\mathbf{B})} e^{\Delta h(\mathbf{A})} e^{\frac{1}{2}\Delta h(\mathbf{B})} \quad (3.1.11)$$

y de la misma forma, desarrollamos ambos lados en un serie de Taylor, obtendremos:

$$e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{B}} e^{\Delta h\mathbf{A}} e^{\frac{1}{2}\Delta h\mathbf{B}} - e^{\Delta h(\mathbf{A}+\mathbf{B})} = \mathcal{G}\Delta h^3 + \mathcal{O}(\Delta h^4) \quad (3.1.12)$$

donde $\mathcal{G} = \frac{1}{24}([\mathbf{B}, \mathbf{A}], \mathbf{B}) + 2[[\mathbf{B}, \mathbf{A}], \mathbf{A}]$. Aunque las contribuciones del error de $\mathcal{C}\Delta h^3$ y $\mathcal{G}\Delta h^3$ no son las mismas, ya que tienen un valor numérico diferente, el orden es el mismo, por lo que permutar el orden de cálculo de los operadores no representa un incremento significativo en el error.

3.2. Aplicación del método por pasos a la ecuación de propagación no lineal en una dimensión

En este apartado vamos a presentar cómo se aplica el método de resolución por pasos en el caso de la ecuación de propagación no lineal unidimensional. En esta ecuación asumimos que la estructura espacial del haz se conserva invariable durante toda la propagación, de forma que solo hay que estudiar cómo cambia la estructura temporal del pulso. Este modelo es muy usado para estudiar la propagación no lineal en fibras ópticas [8] y otros tipos de guías de onda similares [9]. La ecuación que describe la propagación no lineal de un pulso de

luz en una fibra óptica es [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = & \underbrace{\left(-\frac{\alpha}{2} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} \right)}_{\mathcal{D}} A(z, T) \\ + i\gamma & \underbrace{\left(|A(z, T)|^2 + i\frac{1}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} \left(A(z, t) |A(z, t)|^2 \right) - T_R \frac{\partial |A(z, T)|^2}{\partial T} \right)}_{\mathcal{N}} A(z, T) \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

donde α es la absorción, β_2 y β_3 son las dispersiones de la velocidad de grupo y de tercer orden, respectivamente. Estos términos están agrupados por el término denominado \mathcal{D} y corresponden a los términos lineales. El segundo miembro de lado derecho de la ecuación 3.2.1, contienen los términos no lineales, agrupados por el término \mathcal{N} . Los efectos no lineales incluidos son: la auto-modulación de fase, el *Self-Steepening* y el efecto Raman, respectivamente. γ es el coeficiente no lineal y T_R es un tiempo que parametriza de manera aproximada el efecto Raman [8].

Los términos no lineales, como vemos, dependen de las dos coordenadas, la temporal T y la espacial Z , y presentan expresiones bastante más complejas, no siendo siempre posible aplicar técnicas espectrales, como es el caso del operador \mathcal{D} .

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\mathcal{D}(T) + \mathcal{N}(z, T)) A(z, T) \quad (3.2.2)$$

Tal y como se ha indicado anteriormente, la solución formal de esta ecuación es:

$$A(z + \Delta z, T) = e^{\Delta z \mathcal{D}(T) + \left(\int_z^{z+\Delta z} \mathcal{N}(z', T) dz' \right)} A(z, T) \quad (3.2.3)$$

Como explicamos al principio de este capítulo, la integral se puede aproximar de la siguiente manera:

$$\int_z^{z+\Delta z} \mathcal{N}(z') dz' \approx \mathcal{N}(z) \Delta z \quad (3.2.4)$$

Si ahora aplicamos la aproximación a tres pasos, tal y como hemos explicado anteriormente:

$$A(z + \Delta z, T) = \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \mathcal{D}\right) \exp(\Delta z \mathcal{N}) \exp\left(\frac{\Delta z}{2} \mathcal{D}\right) A(z, T) \quad (3.2.5)$$

lo que indica que resolvemos la evolución del pulso aplicando el término \mathcal{D} durante medio paso (siendo un paso completo recorrer una distancia Δz), después el término \mathcal{N} durante un paso completo y, por último, aplicar de nuevo el término \mathcal{D} durante otro medio paso. Así obtendremos la envolvente del pulso en $z + \Delta z$ y podremos hacer lo mismo para conocerla en $z + 2 \Delta z$.

3.2.1. Solución de la parte lineal

La parte lineal de la ecuación 3.2.1 contiene diferentes derivadas parciales temporales, salvo el término constante de pérdidas. La manera más eficiente de resolverla es llevarla al espacio de frecuencias mediante una transformada de Fourier. Dado que el término \mathbf{D} posee derivadas temporales parciales, haremos uso de la siguiente propiedad de la transformada de Fourier:

Si definimos la transformada de Fourier como:

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{i\omega t} dt = \mathcal{F}[g(t)], \quad (3.2.6)$$

entonces podemos expresar cualquier derivada temporal como:

$$\frac{\partial^n g(t)}{\partial t^n} = \mathcal{F}^{-1}[(-i\omega)^n G(\omega)],$$

donde \mathcal{F}^{-1} representa la transformada inversa de Fourier. Aplicando:

$$e^{(dz\frac{D}{2})}\hat{A}(z, T) = \mathcal{F}^{-1}[e^{dz\frac{\hat{D}}{2}}\hat{A}(\omega, Z)], \quad (3.2.7)$$

con \hat{D} como:

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} + i \left(\frac{\beta_2}{2} \omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \omega^3 \right) \quad (3.2.8)$$

3.2.2. Solución de la Parte no lineal

La parte no lineal tiene la forma:

$$\mathcal{N} = i\gamma \left[|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (3.2.9)$$

Como podemos ver, el operador no lineal contiene la envolvente A , lo que complica la resolución de esta parte de la ecuación. En la bibliografía se presentan diferentes estrategias para resolver este tipo de ecuaciones [8, 15]. Una de las técnicas más habituales es implementar el método de *Runge-Kutta* de cuarto orden, que presentamos en la siguiente sección.

Los términos no lineales que se incluyen son: la auto-modulación de fase ($|A|^2$), el *Self-Steepening* ($\frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)$) y la difusión Raman ($T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T}$). La auto-modulación de fase básicamente es un efecto que induce un incremento en el ancho del espectro del pulso, debido al cambio del índice de refracción del medio ocasionado por la intensidad del pulso láser. El *Self-Steepening* consiste en la aparición de la dependencia de la velocidad de grupo del pulso con la intensidad, induciendo una asimetría tanto temporal como espectral en la estructura del pulso. La difusión Raman es un efecto que ocurre cuando un átomo o molécula del material en el que incide el pulso láser captura un fotón. El átomo reemite un fotón con energía diferente a la original (con mayor probabilidad para menor energía), produciéndose un ensanchamiento asimétrico

en el espectro del pulso. Todos estos fenómenos serán desarrollados con mayor profundidad en el capítulo siguiente.

3.2.2.1. Método de Integración de Cuarto Orden de *Runge-Kutta*

Este método de resolución de ecuaciones diferenciales es uno de los más populares por su estabilidad y simpleza. El siguiente algoritmo está desarrollado para el caso que abordamos, que es la integración de la parte no lineal de la ecuación 3.2.1:

$$\frac{dA(z, T)}{dz} = \mathcal{N}(T, A(z, T)) \quad (3.2.10)$$

$$k_1 = \mathcal{N}[T, A(z, T)] \quad (3.2.11)$$

$$k_2 = \mathcal{N}(T, A(z, T) + \frac{k_1}{2} \Delta z) \quad (3.2.12)$$

$$k_3 = \mathcal{N}(T, A(z, T) + \frac{k_2}{2} \Delta z) \quad (3.2.13)$$

$$k_4 = \mathcal{N}(T, A(z, T) + k_3 \Delta z) \quad (3.2.14)$$

$$A(z + \Delta z, T) = A(z, T) + \left(\frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} \right) \cdot \Delta z \quad (3.2.15)$$

Este algoritmo tiene bastante carga computacional pero, como se mencionó, vale la pena el gasto en tiempo de cálculo, por su estabilidad y simpleza.

3.3. Método por pasos para 2D+1

Existen situaciones donde la dinámica espacial no permanece tan constante y conviene tenerla en cuenta. En principio, eso implicaría añadir las dos coordenadas transversales a la simulación, lo que incrementaría la carga computacional muchísimo. Por suerte, en el caso de los sistemas de post-compresión que queremos estudiar en este trabajo, los haces suelen tener simetría cilíndrica, es decir, no dependen de la coordenada acimutal, lo que reduce a una el número de coordenadas espaciales a añadir.

Aplicar este procedimiento numérico a un problema con una coordenada espacial adicional, como en este trabajo, no tiene mucha más complicación que un mayor coste de los recursos computacionales y la inclusión de algún término nuevo asociado a la nueva coordenada espacial como la difracción o el término asociado a la auto-focalización. La introducción de una variable espacial es necesaria siempre que la dinámica espacial sea relevante, algo que ocurre tanto en casos de propagación libre (sin confinamiento espacial), como en el contexto de la filamentación [14], o en los casos de propagación en estructuras guiadas, como es nuestro caso, en el que la dinámica modal pueda jugar un

papel relevante. En general, la manera de resolver la ecuación en este caso sigue siendo la misma: separar la propagación en dos pasos, uno lineal y otro no lineal. La diferencia en la parte lineal radica en incluir la difracción de la luz a los términos previos (absorción y dispersión). En la parte no lineal la única diferencia radica en que todos los términos dependerán, además de la coordenada temporal, de la coordenada espacial, haciendo así que el cálculo sea bastante más pesado. Nosotros seguiremos empleando el método de Runge-Kutta de cuarto orden para resolver el paso no lineal y lo que sí puede ser diferente es cómo resolver el término lineal, incluyendo ahora la parte de la difracción.

La resolución de la parte espacial en cada uno de estos casos se puede hacer de distintas maneras. En el caso de la propagación libre se suele hacer aplicando técnicas de diferencias finitas en el espacio de coordenadas. En el caso de la propagación confinada se suele aprovechar el conocimiento completo de las características de propagación de cada componente espectral de los diferentes modos espaciales, por lo que se puede resolver aplicando la descomposición en los modos de la guía o de la estructura que corresponda. En este trabajo utilizaremos la segunda estrategia. Asumiremos que el haz que se acopla a la fibra hueca es linealmente polarizado, por lo que solo podrán excitarse los modos híbridos EH_{1m} . Lo más habitual es que la principal contribución del haz sea el modo fundamental, el modo EH_{11} , pero nosotros vamos a permitir que el haz pueda tener contribución de los primeros N modos de EH_{1m} (siendo $N = 30$ el número de modos que se han tenido en cuenta en todas las simulaciones que se presentan en este trabajo). Teniendo en cuenta que la estructura espacial de los modos EH_{1m} es una función de Bessel de primer tipo de orden cero, truncada en el m -ésimo cero, podemos descomponer cada componente espectral de la envolvente como:

$$\tilde{A}(\rho, z, \omega) = \sum_{m=1}^N c_m(z, \omega) J_0\left(\frac{\mu_{1m}\rho}{r_f}\right) \quad (3.3.1)$$

donde μ_{1m} corresponde a la m -ésima raíz de la función de Bessel de primer tipo de orden cero $J_0(\mu_{1m}) = 0$, r_f es el radio de la fibra hueca y ρ es la posición en la dirección radial de la envolvente. Los coeficientes de la descomposición son evaluados por medio de la siguiente proyección, que corresponde a realizar una transformada de Hankel [16].

$$\begin{aligned} c_m(z, \omega) &= \frac{1}{r_f^2 J_1^2(\mu_{1m})} \int_0^{r_f} \tilde{A}(\rho, z, \omega) J_0\left(\frac{\mu_{1m}\rho}{r_f}\right) \rho d\rho \\ &= \frac{1}{r_f^2 J_1^2(\mu_{1m})} \mathcal{TH}(\tilde{A}(\rho, z, \omega)) \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

donde \mathcal{TH} representa la transformada de Hankel. Para su evaluación numérica utilizaremos una versión discreta de dicha transformada [17].

Una vez decompuesto el campo, se evalúa la propagación lineal de cada modo de la HCF , aplicando la ecuación:

$$\tilde{A}(\rho, z + dz, \omega) = \sum_{m=1}^{\infty} c_m(\omega, z) EH_{1m}(\rho) e^{i((\check{\beta}_{1m}(\omega) + i\alpha_{1m}(\omega))dz)} \quad (3.3.3)$$

donde $\check{\beta}_{1m}(\omega) = \beta_{1m}(\omega) - \beta_{1m}(\omega_0) - (\omega - \omega_0)/v_{g1m}$ es la constante de propagación modal, con $v_{g1m}(\omega_0) = d\beta_{1m}/d\omega$ como la velocidad de grupo y $\alpha_{1m}(\omega)$ representa las pérdidas. Hasta este punto del cálculo, hemos evaluado la difracción junto a la dispersión y las pérdidas lineales que afectan al pulso durante la propagación en la fibra.

La parte no lineal, que en este caso incluye los términos de auto-modulación de fase, dispersión Raman, *Self-Steepening* e ionización, se resuelve, al igual que en el caso unidimensional, por medio de un método Runge-Kutta de cuarto orden. La expresión utilizada para los términos no lineales incluidos es la siguiente:

$$\mathcal{N}[A(r, z, T)] = \mathcal{N}_{SPM}(A) + \mathcal{N}_{ioniz}(A) + \mathcal{N}_{abs}(A) \quad (3.3.4)$$

donde $\mathcal{N}_{SPM}(A)$ incluye la parte de auto-modulación de fase (*SPM*), el efecto Raman, si existe, y el término de *Self-Steepening*, y tiene la siguiente expresión:

$$\mathcal{N}_{SPM}(A) = ik_0 n_2 \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(r, z, T) \int_{-\infty}^T K(T-t) |A(r, z, T)|^2 dt \right) \quad (3.3.5)$$

donde $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$, y λ_0 es la longitud de onda central del pulso, n_0 y n_2 son los índices de refracción lineal y no lineal, respectivamente, ω_0 es la frecuencia angular que corresponde a la longitud de onda central del pulso λ_0 y $K(T-t)$ representa la auto-modulación de fase junto con la difusión Raman. $K(T-t)$, por lo tanto, incluye un efecto de tercer orden instantáneo, como la auto-modulación de fase, y un término de tercer orden retardado, como es el efecto Raman. La expresión de esta función, incluyendo ambas contribuciones, tiene la siguiente forma: $K(T-t) = (1-x)\delta(T-t) + x/\tau_k \cdot \exp(-(T-t)/\tau_k)$, donde x es la razón entre el *SPM* y el efecto Raman, y τ_k es el tiempo de respuesta característico del efecto Raman.

La posible ionización del medio por el que el pulso se va propagando se tiene en cuenta en el término \mathcal{N}_{ioniz} , que tiene la siguiente forma:

$$\mathcal{N}_{ioniz}(A) = -\frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0\tau_C) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right)^{-1} [\rho_e(r, T) A(r, z, T)] \quad (3.3.6)$$

donde σ representa la sección transversal del Bremsstrahlung inversa que depende del tiempo de colisión (τ_C), la densidad crítica del medio y la frecuencia central del pulso láser, ρ_e representa la densidad electrónica ionizada cuya evolución viene dada por $\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W(|A|^2)(\rho_{at} - \rho_e)$, donde $W(|A|^2)$ son las tasas

de ionización calculadas con el método PPT [18] y ρ_{at} es la densidad atómica del medio.

Para terminar con la representación de los términos no lineales, la absorción (\mathcal{N}_{abs}) se define como:

$$\mathcal{N}_{abs}(A) = -\frac{W(|A|^2)U_i}{2|A|^2}(\rho_{at} - \rho_e) \quad (3.3.7)$$

donde U_i es el potencial de ionización del gas. Todos estos términos están desarrollados con detalle en el trabajo de E. Conejero y colaboradores [19].

Implementando el método Runge-Kutta de cuarto orden con estas expresiones de los distintos términos no lineales, logramos simular la parte no lineal de la propagación. Con esto ya tenemos los dos pasos necesarios para modelizar la propagación no lineal del pulso en la fibra hueca.

El hecho que la simulación tenga en cuenta la componente radial nos ayudará a comprender mejor el papel de los modos espaciales (es decir, de la estructura espacial) en la propagación no lineal en una fibra hueca. Merece la pena recordar que muchos de los estudios hechos con anterioridad asumen que la estructura espacial del haz siempre corresponde a la del modo fundamental, sin tener en cuenta una posible dinámica espacial donde otros modos pudieran tener alguna contribución en la propagación no lineal del pulso. En este trabajo sí tomamos en cuenta esta dinámica existente entre modos, lo que constituye una de las principales novedades con respecto a lo estudiado en la literatura.

3.4. Primeros resultados del código computacional

Como ejemplo del rendimiento del código computacional, estudiaremos un caso de propagación en argón para dos situaciones diferentes. En el primer caso, solo están habilitados los efectos lineales (difracción, dispersión y las pérdidas). La evolución de la estructura espacio-temporal del pulso es sencilla, tal y como se muestra en la figura 3.1. En este caso hemos considerado pulsos con $80 \mu\text{J}$ de energía, con una duración temporal de 35 fs (ancho medido a la mitad de la máxima intensidad, o *Full Width at Half Maximum, FWHM*), propagándose por una fibra hueca de $150 \mu\text{m}$ de radio interno y 80 cm de longitud rellena de argón a 1 bar de presión. En este caso, asumimos que el haz se ha acoplado de manera integral al modo fundamental (EH_{11}) de la fibra. La coordenada temporal que aparece en el eje de las abscisas de las primeras figuras, tienen la particularidad de estar en un sistema de referencia que se desplaza a la velocidad de grupo del modo fundamental de la fibra en la frecuencia central del pulso. Las tres imágenes de la figura 3.1 muestran claramente que la estructura espacio-temporal del haz apenas se ve modificada a lo largo de la propagación por la fibra hueca, como esperamos de un estado propio del sistema.

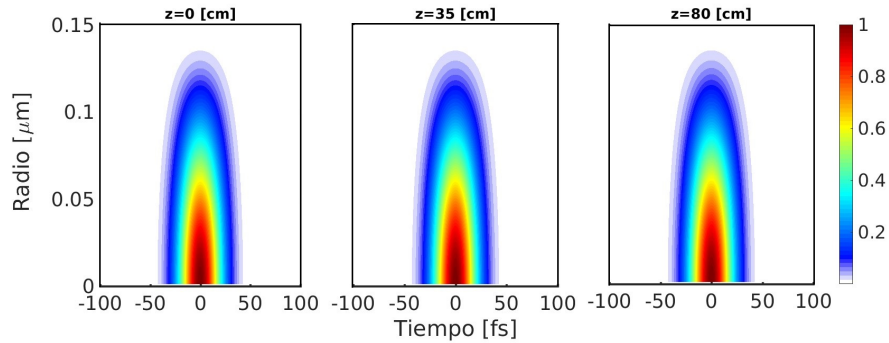


Figura 3.1: Simulación de la propagación de un pulso ultra corto de $80 \mu\text{J}$ de energía a lo largo de 80 cm de longitud de una fibra hueca llena de argón a una presión de 1 bar. Se ha asumido que el haz tiene la distribución espacial asociada al modo fundamental (EH_{11}) y una duración temporal de $t_p = 35$ fs ($FWHM$). Se muestra la estructura del pulso en tres diferentes posiciones a lo largo de la fibra hueca ($z = 0, 35$ y 80 cm). En este caso solo se han habilitado los efectos lineales (difracción, dispersión y pérdidas).

La figura 3.2 muestra la distribución espacio-temporal del pulso, en las mismas condiciones que en el caso de la figura 3.1 pero incluyendo en este caso todos los efectos no lineales (auto-modulación de fase, *Self-Steepening* y la ionización). Comparando ambas figuras podemos ver que existe un cambio, especialmente en la estructura temporal del pulso, lo que evidencia que los efectos no lineales son relevantes en este caso.

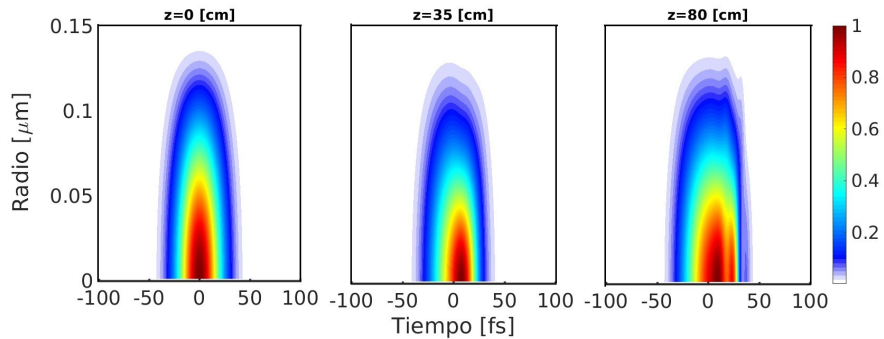


Figura 3.2: Distribución espacio-temporal de la intensidad de la envolvente obtenida en la simulación del código 2D+1, que muestra la evolución espacio-temporal del haz incidente en su modo fundamental (EH_{11}). Los parámetros son los mismos que los de la simulación presentada en la figura 3.1. En este caso, en la evolución del pulso en la fibra hueca se incluyen los efectos lineales y, no lineales más la contribución de la ionización.

Dado que el método numérico que empleamos consiste en hacer descomposición en modos de la fibra, es interesante ver la contribución de los diferentes modos espaciales durante la propagación. De la misma manera que en el caso anterior, primero estudiamos la propagación solo con los efectos lineales habilitados. La figura 3.3 tiene los mismos parámetros que la figura 3.1 (energía $80 \mu\text{J}$, 1 bar de presión de argón, duración temporal de 35 fs (*FWHM*)). En ella se muestra que el 100 % del peso porcentual recae en el modo fundamental (EH_{11}) a lo largo de toda la propagación del pulso en la fibra hueca (imagen superior), por lo que el resto de modos no contribuyen en nada (imagen inferior).

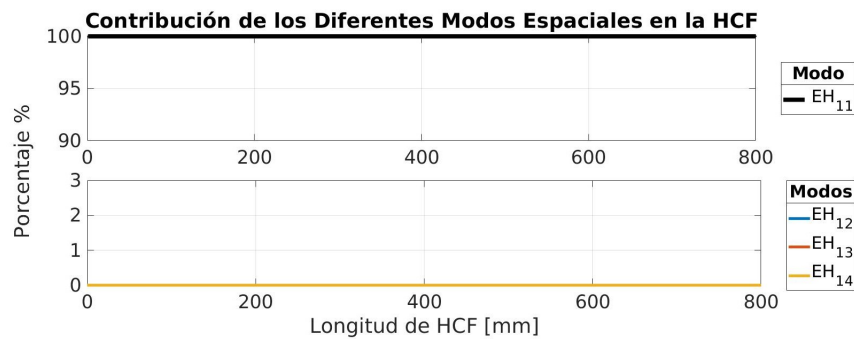


Figura 3.3: Evolución de los modos en un modelo $2D+1$ con solo los términos lineales habilitados. El modo inyectado en la fibra hueca es el EH_{11} . Solo contribuye el modo inicial, sin aparecer ningún otro modo durante la propagación. Los parámetros introducidos son: energía $80 \mu\text{J}$, 1 bar de presión de argón, duración temporal de 35 fs (*FWHM*), radio interno de la *HCF* $150 \mu\text{m}$ y una longitud de 80 cm.

El gráfico 3.4 nos muestra la contribución de los modos asociada a la propagación mostrada en la figura 3.2, es decir, al caso en el que todos los términos, incluidos los no lineales, están activados. De la misma forma que el caso anterior, las dos figuras mencionadas comparten parámetros. Comparando ambas figuras, podemos ver que el escenario cambia totalmente. En este caso la propagación deja de ser monomodo y comienzan a intervenir otros modos, principalmente los más cercanos al modo inicial (en este caso el modo EH_{12}). Queda claro que los efectos no lineales inducen la aparición de nuevos modos, y lo hacen de una manera muy particular, presentando oscilaciones. El modo inicial cede población a los modos vecinos para luego recuperarla. Inicialmente el proceso parece reversible, aparenta ser una transferencia de energía cíclica, pero según aumenta la propagación del pulso el retorno de la energía al modo fundamental disminuye notablemente y el pulso comienza a tener una contribución permanente de otros modos distintos a la inicial. Esta dinámica fluctuante en la contribución de los modos tiene como consecuencia una evolución oscilante tanto del tamaño espacial del pulso, como de su duración temporal. Esta diná-

mica es típica de la propagación no lineal en este tipo de contextos [20], lo que indica que el modelo numérico está dando resultados esperados.

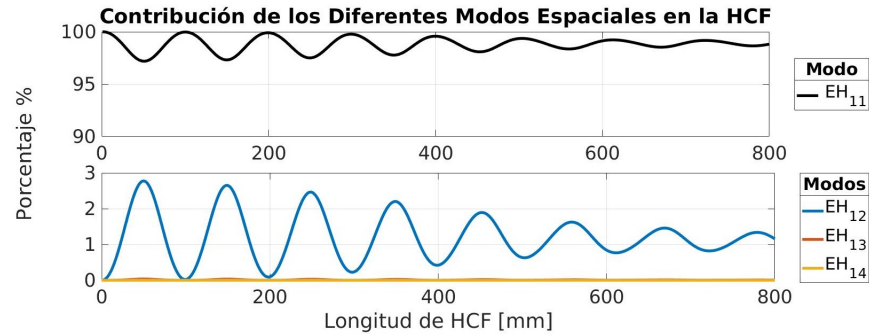


Figura 3.4: Evolución de los modos en un modelo 2D+1 con la totalidad de los efectos lineales y no lineales habilitados. El modo inyectado en la fibra hueca es el EH_{11} . Se observa que el modo fundamental inyectado en la HCF cede energía a los otros modos espaciales, en especial al segundo modo espacial (EH_{12}). Este intercambio se produce de forma oscilatoria. Los parámetros son los mismos que de la figura 3.2 .

El siguiente paso es observar el espectro de la propagación completa, analizando una simulación con todos los efectos lineales y no lineales activados, como la asociada a las figuras 3.2 y 3.4. En la figura 3.5 se aprecia un destacable ensanchamiento en el espectro a medida que el pulso avanza en la fibra hueca. El ensanchamiento es bastante simétrico lo que, como veremos más adelante, indica que la auto-modulación de fase es el término no lineal más relevante. Las batidas que presenta el espectro en la propagación están asociadas con la transferencia de energía entre los principales modos de la fibra que contribuyen en este caso.

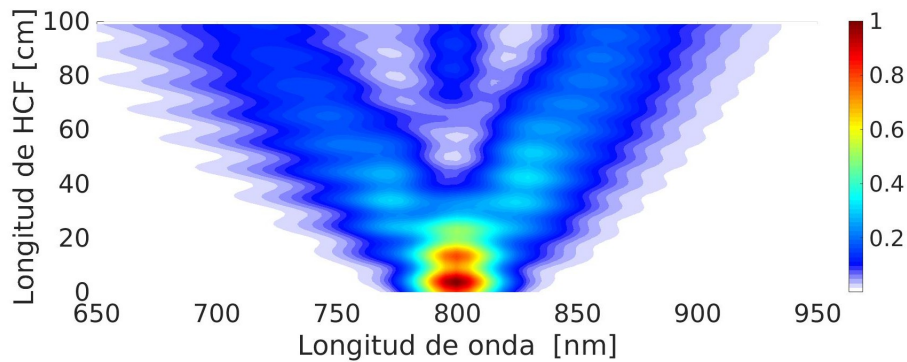


Figura 3.5: Evolución del espectro de un pulso que se propaga en una fibra hueca para el caso en el que todos los efectos están activados. Se puede ver que el pulso tiene un importante ensanchamiento espectral. Los parámetros de la simulación son los mismos que los mostrados en la figura 3.2.

Lo último que podemos comprobar, para terminar de verificar que el modelo está preparado, es la evolución de la energía. La figura 3.6 nos muestra una comparación de la evolución de la energía del pulso a lo largo de la fibra hueca para dos casos. La línea azul corresponde a la propagación solo con los términos lineales, mientras que línea roja corresponde al caso en el que todos los términos lineales y no lineales están incluidos. Como se puede ver, hay un pequeño aumento de las pérdidas en el caso completo debido a que los modos espaciales altos, que en este caso contribuyen, presentan más pérdidas que el fundamental. Además, en el caso completo también se incluyen las pérdidas por ionización, aunque aquí este efecto no es muy relevante, porque la energía del pulso que ingresa es de solo $80 \mu\text{J}$ y no es suficiente para lograr una absorción significativa debida a este efecto.

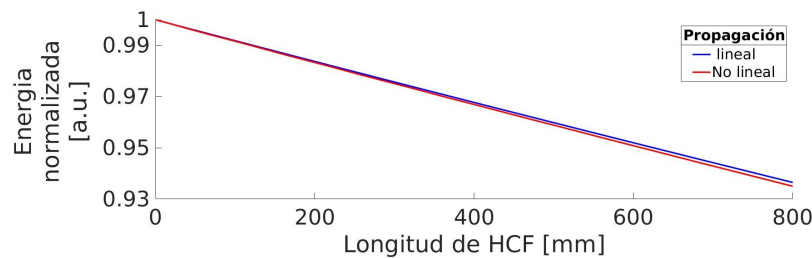


Figura 3.6: Comparación de la evolución de la energía de un pulso en su modo fundamental (EH_{11}) en una fibra hueca con los siguientes parámetros: energía $80 \mu\text{J}$, duración inicial del pulso 35 fs ($FWHM$), presión de argón igual a 1 bar y un metro de longitud fibra hueca. En azul solo están habilitados los términos dispersivos. En rojo se considera el modelo completo

Los resultados de estas comparaciones están en concordancia con resultados conocidos [19, 20, 21] y nos indican que el modelo numérico $2D+1$ desarrollado funciona correctamente.

Bibliografía

- [1] A. Carrillo-Ledesma, K. I. Gonzalez-Rosas, O. Mendoza-Bernal, "Introducción al Método de Diferencias Finitas y su Implementación Computacional," Facultad de Ciencias, UNAM (2015)
- [2] A. Camacho-Galván, B. Guardian-Soto, M. Rodríguez-Green, "Solución numérica de problemas de valores en la frontera con alta exactitud por métodos espectrales," *Ing. invest. y tecnol., México* , **6**, 207-217 (2005)
- [3] K. J. Blow, "System Analysis Using the Split Operator Method," *Lecture Notes in Physics*, **613**. Springer, Berlin, Heidelberg (2008)
- [4] J. Wisdom and M. Holman, "Symplectic maps for the N-body problem," *The Astronomical Journal*, **102**, 1528-1538 (1991)
- [5] R. I. McLachlan, G. Reinout, W. Quispel, "Splitting methods," *Acta Numerica*, **11**, 341-434 (2002).
- [6] B. Yang, and S. B. Pope. "An investigation of the accuracy of manifold methods and splitting schemes in the computational implementation of combustion chemistry," *Combust and Flame* **112**, 16-32 (1998).
- [7] S. MacNamara and G. Strang, "Chapter III of Splitting Methods in Communication, Imaging, Science, and Engineering," Springer (2016)
- [8] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, 3rd. ed., (2001).
- [9] M. Mahboub and T. Zendagui, "Numerical simulations of femtosecond pulse propagation in photonic crystal fibers comparative study of the S-SSFM and RK4IP," *Appl. Math. Sci.*, **6**, 5841-5850 (2012)
- [10] S. Engblom, "Strong convergence for split-step methods in stochastic jump kinetics," *SIAM J. Numer. Anal.* **6**, 2655-2676 (2015)
- [11] A. Van-Brunt and M. Visser, "Special-case closed form of the Baker Campbell Hausdorff formula," *J. Phys. A: Math. Theor.* **48** 225209 (10pp) (2015)
- [12] R. Deiterding, R. Glowinski, H. Oliver and S. Poole, "A Reliable Split-Step Fourier Method for the Propagation Equation of Ultra-Fast Pulses in Single-Mode Optical Fibers," in *Journal of Lightwave Technology*, **31**, 2008-2017(2013)

- [13] G. Strang, "On the Construction and Comparison of Difference Schemes," *SIAM Journal on Numerical Analysis*, **5**, 506-517 (1968)
- [14] A. Couairon and A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Physics Reports*, **441** , 47-189 (2007)
- [15] R. Deiterding, R. Glowinski, H. Oliver, and S. Poole "A Reliable Split Step Fourier Method for the Propagation Equation of Ultra Fast Pulses in Single Mode Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, **31**, 2008-2017 (2013)
- [16] N. Baddour, "Theory and operational rules for the discrete hankel transform," *J. Opt. Soc. Am. A* **32** , 611-622 (2015)
- [17] J. Schroeder, "Signal Processing via Fourier-Bessel Series Expansion," *Digital Signal Processing*, **3**, 112-124 (1993)
- [18] A. M. Peremolov, V. S. Popov and M. V. Terentev " Ionization of atoms in an alternating electric field," *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966).
- [19] E. Conejero-Jarque, J. San Roman, F. Silva, et al. " Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors," *Sci Rep* **8**, 2256 (2018)
- [20] B. A. López-Zubieta, E. Conejero-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**, 6345-6350 (2018)
- [21] 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," *Nature Photonics*, **13**, 547-554 (2019)

Capítulo 4

Primeras simulaciones con el modelo numérico: revisión de los efectos lineales y no lineales

En este capítulo vamos a mostrar los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas para casos simples, cuyos resultados son conocidos, lo que nos permitirá comprobar que el modelo es fiable. Empezaremos presentando los resultados correspondientes a una simulación de la ecuación unidimensional (3.2.1), en la que solo se presta atención a la dinámica temporal de la envolvente del campo, asumiendo que la distribución transversal del haz se mantiene inalterada durante toda la propagación. Comenzaremos todas estas simulaciones asumiendo que el pulso presenta una distribución temporal gaussiana, que irán deformándose según se propague a lo largo de la fibra hueca. Este modelo sencillo, ampliamente utilizado en el contexto de la propagación no lineal de pulsos de luz en fibras ópticas o guías de onda similares, nos va a permitir aprender y/o recordar cómo afectan los principales efectos temporales que pueden aparecer durante la propagación no lineal del pulso en la fibra hueca, que luego se complicará con la aparición de los efectos espaciales.

En la segunda parte presentaremos los resultados obtenidos con un modelo “bidimensional”, $2D+1$, en el cual añadiremos la dinámica espacial a la coordenada temporal. Esta simulación es la más cercana a la realidad, ya que la no linealidad hace que las variables espaciales y temporales estén acopladas en la mayoría de los casos. Finalizaremos esta segunda parte con el análisis de la ionización, que se produce por la alta intensidad del haz láser, y su efecto en la estructura del pulso.

4.1. Simulación “unidimensional”: la dinámica temporal durante la propagación no lineal de un pulso en una fibra hueca

Para iniciar la simulación numérica unidimensional 1D+1 debemos definir los parámetros de inicio. Emplearemos, dependiendo del caso, una fibra hueca de entre 40 a 100 cm de largo y con un núcleo de $150\ \mu\text{m}$ de radio. Asumiremos que la fibra hueca tiene un recubrimiento o *cladding* de *fused silica*, cuyo índice de refracción será descrito según la fórmula de Sellmeier [1]. El espacio vacío del núcleo estará ocupado por un gas a cierta presión, que en nuestro caso será aire, neón o argón. Los índices de refracción de estos gases también se describen por distintas fórmulas de Sellmeier encontradas en la literatura [2]. Conocidos los índices de refracción asociados a la fibra hueca, podemos calcular la constante de propagación modal β_{1m} y las pérdidas α_{1m} (mostrados en el capítulo 2) [3, 4], con las que describiremos la dispersión sufrida por el pulso en la fibra. En todas estas simulaciones asumiremos que acoplamos la luz en un único modo espacial de la fibra, el modo fundamental $EH_{11}(r)$ y que la estructura espacial del haz de luz no cambia en nada a lo largo de la propagación. De esta manera, solo tendremos que preocuparnos de la evolución de la parte temporal durante la propagación.

En estas simulaciones partimos de un pulso con envolvente del tipo gaussiana de entre 30 y 150 fs de duración temporal, con su espectro centrado en 800 nm de longitud de onda. La energía de entrada es también un parámetro que variaremos con el fin de identificar diferentes regímenes de propagación no lineal.

Para comprobar que el código computacional funciona correctamente, comparamos los resultados obtenidos en la simulación con los presentados en bibliografía altamente contrastada [5]. Primero comprobaremos los principales términos lineales y, seguidamente, los no lineales.

4.1.1. Efectos lineales: dispersiones de velocidad de grupo (GVD) y de tercer orden (TOD)

Analizamos primero la dispersión de velocidad de grupo o *GVD* ($GVD \equiv \beta_2 = d^2\beta_{1m}/d\omega^2$). Este fenómeno aparece por la diferente velocidad de grupo de las diferentes frecuencias que forman el pulso. Esto hace que algunas frecuencias se adelanten respecto a otras, haciendo que el pulso se vaya estirando y, al mismo tiempo, que el pulso vaya adquiriendo una estructura espectral interna o *chirp*, es decir, que la frecuencia instantánea no sea constante a lo largo del pulso.

Para ver este efecto con claridad, apagamos en el código todos los efectos no lineales, además de la dispersión de tercer orden y la absorción. La figura 4.1, muestra la estructura temporal de la intensidad del pulso a diferentes distancias dentro la fibra hueca. Presentamos la figura en función de la escala temporal normalizada T/T_0 , donde T_0 es la duración inicial del pulso medido

con el *FWHM*. Por otro lado, utilizamos la longitud de dispersión L_D para una mejor comparación de las figuras con las existentes en la literatura. La longitud de dispersión se define como $L_D = T_0^2/|\beta_2|$, donde β_2 es la dispersión de velocidad de grupo (*GVD*) del sistema. En la figura 4.1 notamos que el pulso se estira según se propaga por el interior de la *HCF*. Como consecuencia del estiramiento temporal del pulso, la intensidad pico va disminuyendo. El recuadro de la misma figura muestra la evolución de la fase temporal del pulso para las mismas distancias dentro de la *HCF*. La fase inicialmente es plana, para después ir adquiriendo progresivamente una mayor curvatura o mayor *chirp*. La simulación representa la propagación de un pulso de 30 fs (*FWHM*) por una fibra hueca con un núcleo de $150\ \mu\text{m}$ de radio y 100 m de longitud, que equivale a 4 veces L_D , llena de aire a 2 bar de presión, con una dispersión de velocidad de grupo de $\beta_2 = 3,6 \times 10^{-2}\ \text{fs}^2/\text{mm}$. Estos resultados coinciden cualitativamente con los descritos en [5] (pag. 68, fig. 3.1).

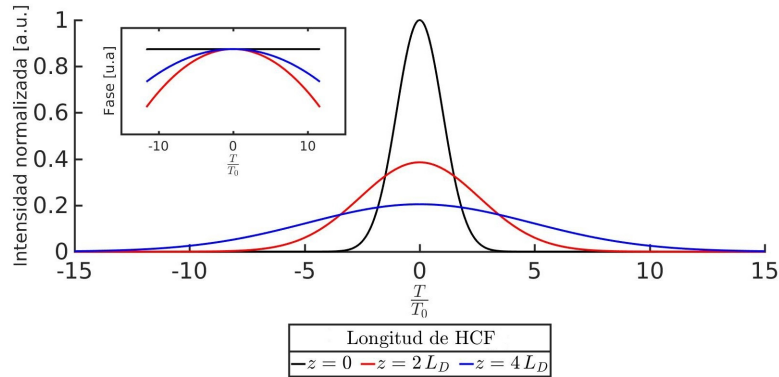


Figura 4.1: Distribución temporal de la intensidad del pulso obtenida al final de la fibra hueca considerando solo la dispersión de la velocidad de grupo o *GVD*. El pulso se propaga por una fibra hueca de 100 metros de longitud ($z = 4L_D$), rellena de aire a 2 atm de presión. El pulso tiene una duración inicial de 30 fs y está centrado en 800 nm. La figura del recuadro muestra las diferentes fases que adquiere el pulso a diferentes distancias de propagación dentro de la *HCF*.

A continuación comprobaremos los efectos producidos por la dispersión de tercer orden o *TOD* ($TOD \equiv \beta_3 = d^3\beta_{1m}/d\omega^3$). De la misma manera que en el caso anterior, solo habilitamos este efecto en el código. Los parámetros para esta simulación son: aire con una presión de 1 bar, una duración de pulsos de 30 fs, a lo largo de 300 m de longitud de fibra hueca con un núcleo de $150\ \mu\text{m}$ de radio. El valor de la dispersión de tercer orden utilizado en la simulación es de $\beta_3 = 0,45\ \text{fs}^3/\text{mm}$. La figura 4.2 nos muestra cómo el pulso se distorsiona por la aparición de post-pulsos, que incrementan su número e intensidad con la distancia recorrida dentro de la fibra hueca. Sin embargo, la estructura temporal del pulso principal no presenta una modificación notable. La parte del pulso en la que aparecen estos pulsos secundarios depende exclusivamente del signo

de la *TOD*: si es positiva aparecen post-pulsos, como es en este caso, mientras que en un medio con *TOD* negativa el pulso se distorsionaría con la aparición de pre-pulsos. De la misma manera que el caso anterior, hemos presentado en la figura 4.2 la longitud de propagación en la *HCF* en función de una longitud asociada a la dispersión de tercer orden (L_D^*), que se define como: $L_D^* = T_0^3/|\beta_3|$, donde β_3 es la dispersión de tercer orden (*TOD*). Además, hemos representado el tiempo en función de la coordenada temporal normalizada. El resultado es totalmente comparable con el expuesto en la literatura [5] (pag. 79, fig. 3.7).

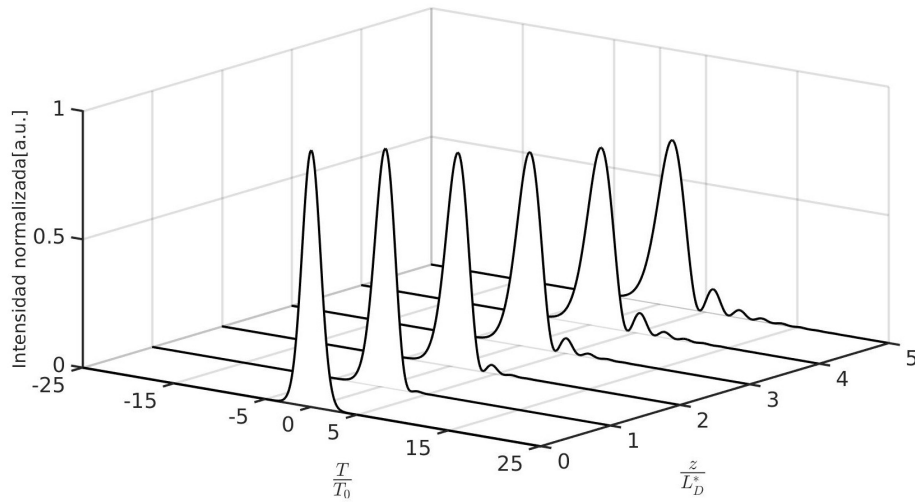


Figura 4.2: Distribución temporal de la intensidad del pulso a lo largo de la fibra hueca para un pulso que solo está afectado por la dispersión de tercer orden o *TOD*. Se aprecia que, a medida que avanza en la fibra hueca, el pulso comienza a tener post-pulsos. En este caso propagamos un pulso de 30 fs de duración temporal, centrado en 800 nm, por una fibra de 300 m de longitud (equivalente a 5 veces la longitud L_D^*) rellena de aire a 1 bar de presión. La *TOD* en este caso es $\beta_3 = 0,45 \text{ fs}^3/\text{mm}$.

La figura 4.3 muestra dos situaciones distintas: la primera (línea azul punteada) corresponde con el caso en el que un pulso se propaga afectado por los dos términos de dispersión, *GVD* y *TOD*, con la condición de que sus longitudes de dispersión L_D y L_D^* sean iguales ($L_D = L_D^*$). La otra situación corresponde a la propagación de un pulso cuando solo está activada la dispersión de tercer orden con el valor numérico que $\beta_3 = \beta_2 \cdot t_p$ (línea segmentada en rojo). Como referencia, presentamos el pulso que ingresa en la fibra hueca (en negro). El efecto combinado de las dos dispersiones, *GVD+TOD*, muestra que el pulso se ensancha temporalmente junto a la aparición de post-pulsos, los cuales, a diferencia de una propagación *TOD* pura, no quedan perfectamente contrastados. Los parámetros para esta simulación son: presión de aire de 1 bar, la duración del pulso es de 30 fs, una longitud de fibra hueca de 60 m (que corresponde a

$z = 5 L_D^*$), y $\beta_2 = 1,5 \times 10^{-2} \text{ fs}^2/\text{mm}$. Conviene aclarar que el valor de L_D^* en esta propagación es distinto al caso de la figura 4.2, porque estamos combinando dos efectos dispersivos ($GVD+TOD$). De nuevo, esta figura es comparable con la fig. 3.6 de la página 78 del trabajo de Agrawal [5], lo que confirmaría que el modelo numérico describe correctamente los efectos lineales.

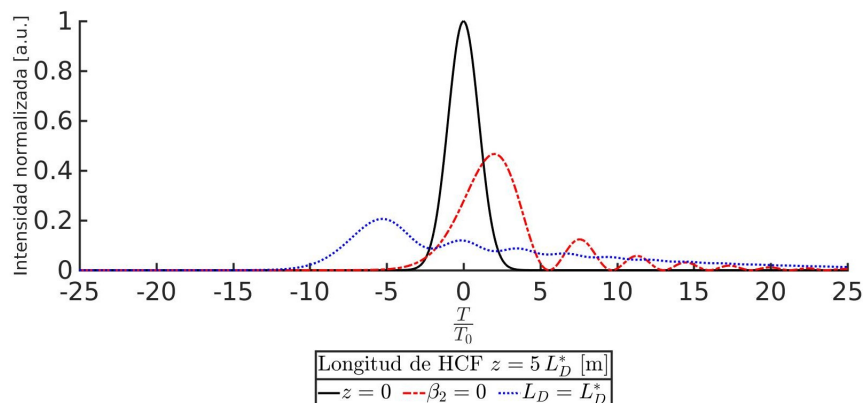


Figura 4.3: Comparación entre un pulso que contiene los efectos lineales $GVD+TOD$ activados (punteado azul), con una propagación donde solo está presente la TOD (segmentado en rojo). Como referencia se muestra el pulso que ingresa a la HCF (en negro).

4.1.2. Efectos no Lineales

En esta subsección, de igual forma que en la anterior, compararemos los resultados generados por el código, pero solo para los efectos no lineales que estamos considerando: la auto modulación de fase (SPM), el efecto Raman o el *Self-Stepping* (SS). En los tres casos, activaremos solo el efecto correspondiente.

4.1.2.1. Auto-modulación de fase

La auto modulación de fase, o *Self-Phase Modulation* (SPM) según sus siglas en inglés, es posiblemente el efecto no lineal más importante en el contexto de la propagación no lineal de pulsos. Su origen es el efecto *Kerr* óptico (ec. 4.1.1), que introduce un cambio del índice de refracción proporcional a la intensidad del pulso. Consecuentemente, aparece una nueva dependencia temporal en la fase del pulso y, por lo tanto, aparecerán nuevas componentes espectrales.

$$n(\omega, |E(T)|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E(T)|^2 \quad (4.1.1)$$

donde n_0 y n_2 , son los índices de refracción lineal y no lineal, respectivamente, $|E(T)|^2$ es la distribución temporal de la intensidad del pulso.

El resultado presentado en la figura 4.5 se corresponde con la propagación de un pulso de 2 mJ de energía, 100 fs de duración temporal, centrado en 800 nm, por una fibra de 1 m de longitud, 150 μm de radio de un núcleo lleno de aire a 1 bar de presión. El índice de refracción no lineal del aire en este caso es $n_2 = 3,2 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{W}$. Podemos ver que el pulso gana espectro a medida que avanza en la fibra hueca y lo hace de manera perfectamente simétrica cuando el espectro se representa en función de la frecuencia, como se ha hecho en la figura 4.4. Este resultado es totalmente comparable con la literatura existente [5]. Vale la pena recordar que el espectro mostrado en la figura 4.4 no corresponde al espectro del campo, $\tilde{\mathbf{E}}(\rho, T) = \tilde{\mathcal{A}}(\rho, T) e^{i(k_0 z - \omega_0 T)}$, sino al de la envolvente $\mathcal{A}(\rho, \omega)$, que queda centrado en una frecuencia angular $\omega = 0$ y no en ω_0 como quedaría el espectro del campo.

Por otro lado, en el dominio temporal el pulso no cambia su forma, lo que indica que va adquiriendo *chirp* en su propagación por la fibra hueca. La figura 4.5 nos muestra un pulso que corresponde a una posición $z = 100 \text{ cm}$ (color azul), que coincide totalmente con la distribución de intensidad inicial. Paralelamente, la figura nos muestra cómo evoluciona la frecuencia instantánea, que es proporcional a la derivada temporal de la fase ($\omega(T) = -\frac{\partial\Phi}{\partial T}$, color naranja). Vemos que la frecuencia instantánea deja de ser constante al ir apareciendo nuevas frecuencias en función del tiempo. En la parte delantera del pulso aparecen las frecuencias negativas ($\omega(T) < 0$, que representan longitudes de onda mayores o frecuencias “rojas”), mientras que en la parte trasera del pulso aparecen las frecuencias positivas ($\omega(T) > 0$, que representan longitudes de onda menores o frecuencias “azules”).

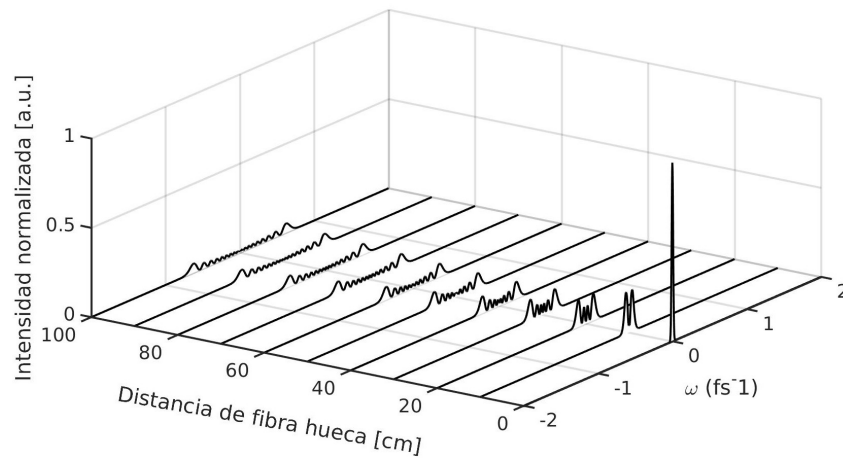


Figura 4.4: La auto-modulación de fase provoca que el pulso vaya ganando espectro a medida que se propaga en el interior de la fibra hueca. En este caso hemos simulado la propagación de un pulso de 2 mJ de energía, 100 fs de duración y centrado en 800 nm, por una fibra hueca de 1 m, con un núcleo de 150 μm de radio y rellena de aire a 1 bar de presión.

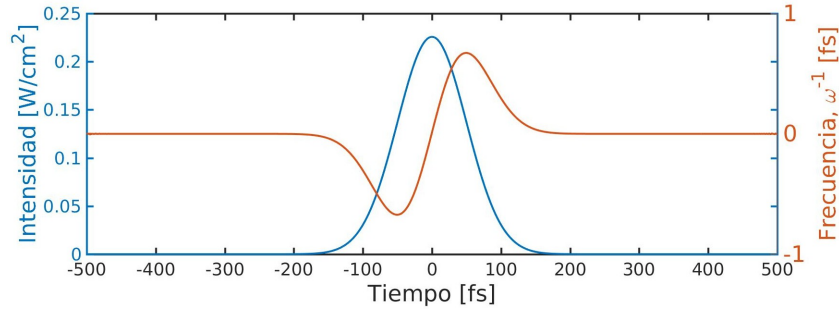


Figura 4.5: En el dominio temporal, el pulso no sufre cambio en su duración temporal, por lo que necesariamente adquiere *chirp*. La figura muestra el pulso tras una propagación de 100 cm dentro de la fibra hueca. Se puede observar que la frecuencia instantánea no es constante en función del tiempo, clara indicación de la presencia del *chirp*. La simulación fue realizada con los parámetros de la figura 4.4.

4.1.2.2. Difusión Raman estimulada

El efecto Raman estimulado es un proceso no lineal de difusión inelástica de la luz. Se trata de un efecto de tercer orden, como la auto-modulación de fase, que se produce cuando un fotón difundido por un medio (gaseoso, líquido o sólido) pierde o gana energía a expensas del medio. El primer caso corresponde a un proceso llamado Stokes y ocurre cuando un material absorbe un fotón del haz incidente y emite otro de una frecuencia inferior, quedando la energía restante acumulada en el material en forma de energía vibracional o rotacional. La diferencia de energía entre el fotón absorbido y emitido por el medio está asociado a la energía de un fonón del medio o a su energía rotacional, siendo en ambos casos algo característico del medio. De ahí que la espectroscopia Raman, basada en la medida de estos desplazamientos espectrales, sea tan útil para la identificación de materiales. El segundo caso es llamado proceso anti-Stokes, y ocurre cuando un material que se encuentra en un estado vibracional o rotacional excitado absorbe un fotón, para luego emitir otro de una frecuencia mayor, dejando el material en su estado fundamental. De nuevo la diferencia de energía entre el fotón absorbido y emitido corresponde a la energía del fonón o a la energía rotacional del material. El proceso Stokes tiene mayor probabilidad de ocurrir que el anti-Stokes ya que los materiales están con mayor probabilidad en su estado fundamental. En la simulación modelamos la difusión Raman estimulada como un efecto Kerr retardado, similar a la auto-modulación de fase, que induce un incremento en el peso de las longitudes de onda mayores. Lógicamente, un gas atómico no presenta la difusión Raman porque carece de estos grados de libertad, a diferencia de un gas molecular.

La figura 4.6 muestra el resultado de simular la difusión Raman estimulada durante la propagación de un pulso de 30 fs (*FWHM*), centrado en 800 nm y con una energía de 0,3 mJ. El parámetro Raman T_R tiene un valor de 70 fs en

este caso. El pulso se propaga por una fibra hueca de 1 m de longitud rellena de aire a un bar de presión. Como se puede apreciar, presenta un ensanchamiento espectral hacia longitudes de onda mayores que la incidente (fig. 4.6b) (ensanchamiento de Stokes hacia los “rojos”), lo que está en buen acuerdo con la literatura de referencia [5].

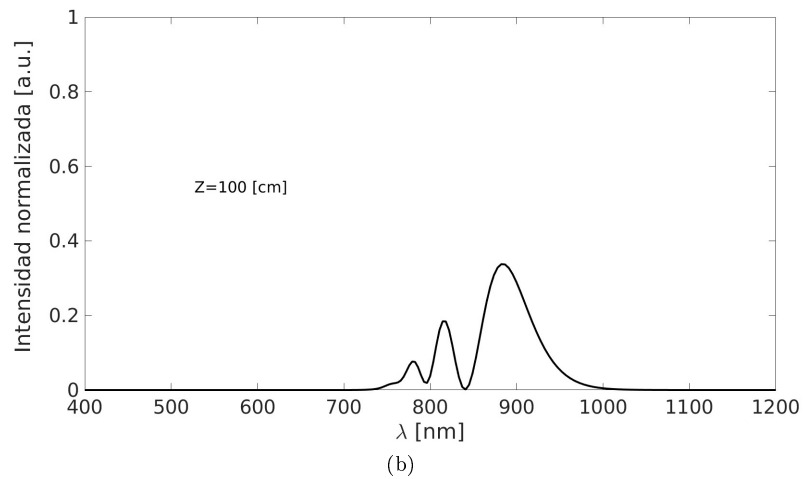
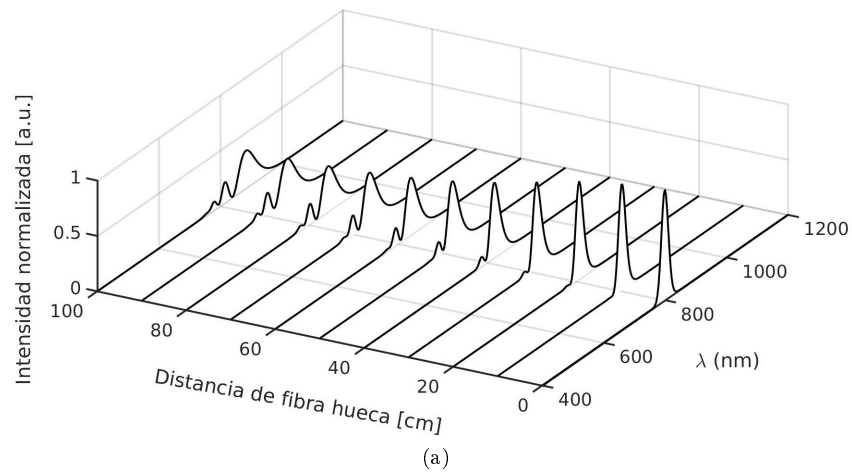


Figura 4.6: Evolución del espectro a lo largo de la fibra hueca (arriba) en el caso en el que el pulso solo es afectado por la difusión Raman estimulada. En la imagen inferior mostramos el espectro en la posición final de la propagación (100 cm de *HCF*). Se aprecia que el espectro tiene mayor ganancia hacia las longitudes de onda mayores. Los parámetros utilizados en esta simulación son: $E = 0,3\text{ mJ}$, $P = 1\text{ bar}$; $t = 30\text{ fs}$ (*FWHM*), una fibra hueca de un metro de longitud y $150\text{ }\mu\text{m}$ de radio de núcleo y una longitud de onda central de $\lambda = 800\text{ nm}$.

4.1.2.3. Self-Steepening

Este fenómeno no lineal consiste en la aparición de una dependencia de la velocidad de grupo con la intensidad del pulso de luz. En particular el efecto Kerr hace que las zonas más intensas del pulso presenten una velocidad de grupo menor que las zonas menos intensas, induciendo una asimetría en el pulso tanto en el tiempo como en la frecuencia. En el tiempo, se manifiesta como una progresiva traslación de la parte principal del pulso hacia la parte trasera, tal y como se puede observar en la figura 4.7. Para esta simulación utilizamos los siguientes parámetros: energía del pulso láser 0,1 mJ, duración temporal del pulso $t_p = 30$ fs *FWHM*, presión de aire 1 bar y una fibra hueca de $150 \mu\text{m}$ de radio con una longitud de 2 m.

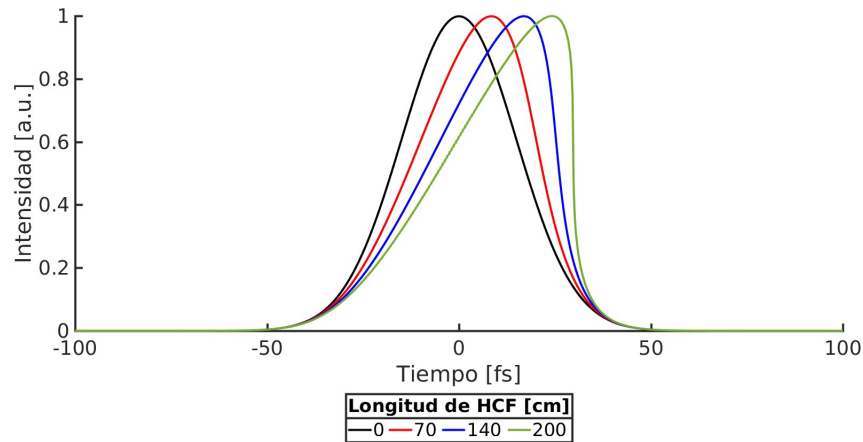


Figura 4.7: Evolución de la distribución temporal de un pulso a lo largo de una fibra hueca de un metro de longitud, $150 \mu\text{m}$ de núcleo y rellena de aire a 1 bares de presión. El pulso tiene inicialmente 0,1 mJ de energía, una duración temporal de 30 fs (*FWHM*). En este caso se ha habilitado en el código numérico el *Self-Steepening* y el *SPM*.

En el espacio de frecuencias, el *Self-Steepening* produce un ensanchamiento asimétrico a medida que el pulso avanza en la fibra hueca. Para facilitar la visualización de las consecuencias espectrales del *Self-Steepening*, vamos a inhabilitar todos los efectos no lineales con excepción de la auto modulación de fase. La figura 4.8 muestra la evolución del espectro en el caso de la propagación de un pulso de una fibra hueca con los mismos parámetros que en el caso de la figura 4.7. Como se puede ver en la figura 4.8a, el ensanchamiento espectral es asimétrico, privilegiándose las frecuencias altas.

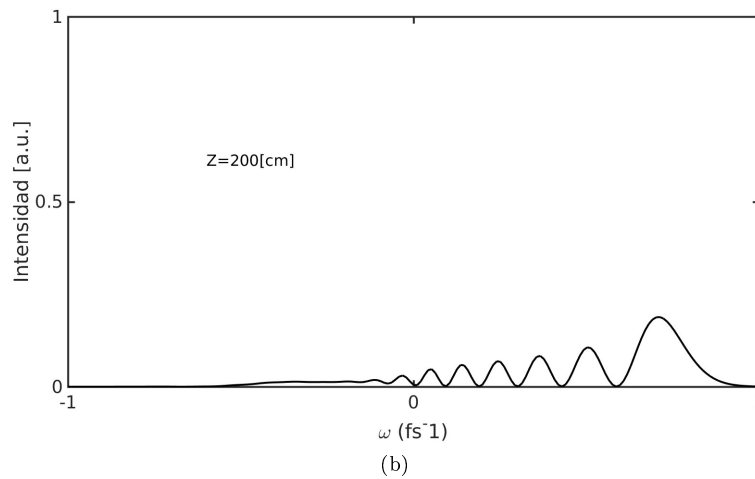
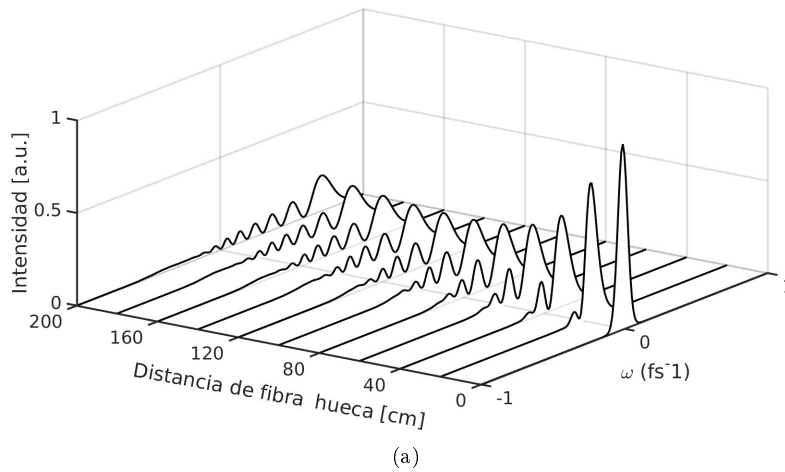


Figura 4.8: Evolución de la distribución espectral de un pulso a lo largo de una fibra hueca de un metro de longitud, $150 \mu m$ de núcleo y rellena de aire a $1 bar$ de presión. El pulso tiene inicialmente $0,1 mJ$ de energía, una duración temporal de $30 fs$ ($FWHM$). En este caso se ha habilitado en el código numérico el *Self-Steepening* y el *SPM*.

Todos los resultados obtenidos hasta el momento concuerdan con los de la literatura existente [5], lo que nos indica que el modelo numérico desarrollado describe correctamente los principales términos que afectan a la propagación lineal y no lineal de un pulso láser viajando dentro de una fibra hueca. Por lo tanto, está listo para ser usado en una simulación de mayor complejidad, en la que incluyamos la dinámica temporal y espacial al mismo tiempo. Antes de abordar ese problema, merece la pena detenerse en un fenómeno no lineal

muy atractivo y que podemos abordar con el modelo unidimensional que hemos construido: la posibilidad de formar un solitón temporal en la fibra.

4.2. El solitón temporal fruto del balance la auto-modulación de fase y la dispersión de velocidad de grupo

Un solitón es básicamente un pulso que, gracias a la no linealidad, es capaz de propagarse sin cambiar su forma y sin perder su energía. En óptica, muy especialmente en fibras huecas y otras guías de onda similares, puede aparecer solitones temporales por el balance entre la dispersión de la velocidad de grupo y la auto-modulación de fase. Sabemos que la dispersión de la velocidad de grupo (*GVD*) hace que unas frecuencias se retrasen respecto a otras. En un medio con la $GVD < 0$ (medio con dispersión anómala) las frecuencias más energéticas (“azules”) se adelantan con respecto a las menos energéticas (“rojas”), haciendo que el pulso se estire adquiriendo un *chirp* negativo. Por otro lado, las nuevas frecuencias generadas por la auto-modulación de fase no aparecen en el mismo instante del pulso, como se ha expuesto en la figura 4.5. Las frecuencias más rojas se generan en la parte delantera del pulso mientras que las azules se generan detrás. Como consecuencia, el pulso va adquiriendo un *chirp* positivo. Podría entonces darse el caso en el que los dos fenómenos, la *GVD* y la *SPM*, se compensaran entre ellos. En este caso, el pulso se propagaría sin distorsionar su estructura temporal: estaríamos observando la propagación de un solitón temporal.

4.2.1. El solitón: solución de la ecuación no lineal

Para estudiar la formación de un solitón y el tipo de solitones que pueden aparecer, vamos a simplificar el modelo de propagación no lineal considerando un sistema en el que solo exista la dispersión de velocidad de grupo y la auto-modulación de fase. Un modelo más realista debería tomar en cuenta la absorción, pero en este ejemplo de desempeño del código computacional obviamos su presencia debido a que la pérdida progresiva de energía afectaría el balance entre la dispersión de velocidad de grupo anómala y la auto-modulación de fase. La ecuación que gobierna la evolución de la envolvente del campo en este caso vendrá dada por:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i \gamma |A|^2 A \quad (4.2.1)$$

donde β_2 es la dispersión de la velocidad de grupo, γ es el parámetro no lineal asociado al *SPM* y está definido por la ecuación $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{eff}$, siendo n_2 el índice no lineal, c la velocidad de la luz y A_{eff} es área efectiva del núcleo de la fibra hueca, cuya ecuación es [5]:

$$A_{eff} = \frac{(\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (4.2.2)$$

donde $F(x, y)$ es la función que contiene el campo con componentes modales transversales a la dirección de propagación. Conviene aclarar que, en este caso, que el término $|A|^2$ de la ec. 4.2.1 tienen unidades de potencia. Sin embargo, en el resto del trabajo $|A|^2$ tiene unidades de intensidad.

Para clasificar los diferentes regímenes de propagación es conveniente definir un par de longitudes que serán útiles en este análisis: la longitud de dispersión $L_D = T_0^2/|\beta_2|$, que fue definida en la sección 4.1.1 y la longitud no lineal $L_{NL} = 1/\gamma P_0$, donde T_0 y P_0 representan la duración temporal y la potencia pico del pulso incidente. L_D y L_{NL} representan las longitudes para las cuales los efectos dispersivos y no lineales comienzan a ser importantes en la evolución del pulso, respectivamente. Dependiendo de cuál de las dos longitudes sea más corta nos encontraremos con dinámicas en las que dominan los efectos lineales o los no lineales.

Si expresamos la envolvente del pulso como:

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} U(z, t) \quad (4.2.3)$$

y reemplazando la ecuación (4.2.3) en (4.2.1), haciendo uso de la amplitud $U(z, t)$ y el tiempo $\tau = T/T_0$ normalizados, obtenemos la siguiente ecuación:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{signo}(\beta_2)}{2 L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (4.2.4)$$

con $\text{signo}(\beta_2) = \pm 1$, dependiendo de si el parámetro β_2 es positivo (normal) o negativo (anómalo). En función de los valores que tomen L_D , L_{NL} y la longitud de la fibra hueca (L), tendremos 4 posibles evoluciones del pulso:

1. Cuando la longitud de la fibra es inferior a las longitudes de dispersión y no lineal, $L \ll L_D$ y $L \ll L_{NL}$, no se activa ninguno de los efectos, ni los dispersivos ni los no lineales.
2. Si la longitud de la fibra hueca es comparable a la longitud de dispersión, pero mucho menor que la longitud no lineal, $L \ll L_{NL}$ y $L \sim L_D$, solo se activaría la *GVD*, haciendo que el pulso se estire temporalmente.
3. Cuando la longitud no lineal es comparable a la longitud de la fibra hueca, pero mucho menor que la longitud de dispersión, $L \ll L_D$ y $L \sim L_{NL}$, la propagación del pulso está gobernada solo por los efectos no lineales, el *SPM*, provocando un ensanchamiento espectral del pulso. La duración temporal del pulso sería la misma que la de la entrada, pero al tener ahora un espectro mayor, presentaría *chirp*, como se ha visto en la figura 4.5.

4. Finalmente, si las longitudes de dispersión y no lineal son del orden de la longitud de la fibra hueca, $L \sim L_D$ y $L \sim L_{NL}$, ambos efectos actuarían juntos a lo largo de la propagación. En el caso particular de que el signo de β_2 sea negativo, que corresponde a un medio con dispersión anómala, se podría producir un solitón, en el caso en el que los dos efectos que intervienen estuvieran en un balance suficientemente bueno.

Esta última situación es la que nos interesa estudiar con detalle. Para encontrar la solución conviene escribir la ecuación en función de una nueva coordenada de propagación normalizada:

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (4.2.5)$$

Introduciendo la nueva coordenada en la ecuación 4.2.4 y asumiendo que las pérdidas son despreciables, obtenemos:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{signo}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (4.2.6)$$

donde $N^2 = L_D/L_{NL} = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$. El parámetro “ N ” se define como el orden del solitón, que nos indica la importancia relativa entre *GVD* y la *SPM* ($N \ll 1$ indica el predominio de la *GVD* y viceversa). El caso más interesante ocurre si ambos efectos son de similar importancia, es decir, si $N \sim 1$.

El desarrollo de la solución de la ecuación 4.2.6 es bien conocida y está desarrollada en detalle en [5]. La solución para el solitón fundamental (el solitón de primer orden, con $N = 1$) es:

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (4.2.7)$$

La figura 4.9 muestra cuatro simulaciones realizadas con el modelo numérico 1D+1. Todas ellas fueron realizadas para un medio con el índice no lineal igual al del aire con 1 bar de presión y un ancho temporal inicial de $t_p = 150$ fs (*FWHM*), la longitud de onda está centrada en los 800 nm y el radio interno de la *HCF* es de 150 μm . La dispersión de velocidad de grupo del medio es de *GVD* = $-10 \text{ fs}^2/\text{mm}$, con lo que la longitud de dispersión es $L_D = 2250$ mm. El pulso se propaga una distancia de un periodo solitónico ($z_0 = \pi L_D/2$) en la fibra hueca, siendo este valor 3534 mm. En el código computacional habilitamos el efecto no lineal de auto-modulación de fase (*SPM*) y la dispersión de la velocidad de grupo (*GVD*). Para comprobar que el modelo unidimensional 1D+1 recupera esta dinámica no lineal, introducimos un pulso del tipo $N \text{sech}(t/t_p)$ en la fibra hueca, siendo $N = \sqrt{\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|}$ el orden solitónico. La figura 4.9a corresponde a $N = 1$, cuya energía es de 37,5 μJ , las figuras 4.9b, 4.9c y 4.9d corresponden a los órdenes solitónicos: $N = 2$, $N = 3$ y $N = 4$, respectivamente.

Se puede apreciar que las cuatro gráficas de la figura 4.9 están en acuerdo con la literatura existente [5], mostrando una dinámica de propagación periódica, para los casos de órdenes solitónicos mayores que 1, y siendo el solitón

fundamental ($N = 1$) el único que no distorsiona su distribución temporal en ningún momento. Estos resultados demuestran que el código numérico recuperará muy bien la dinámica solitónica.

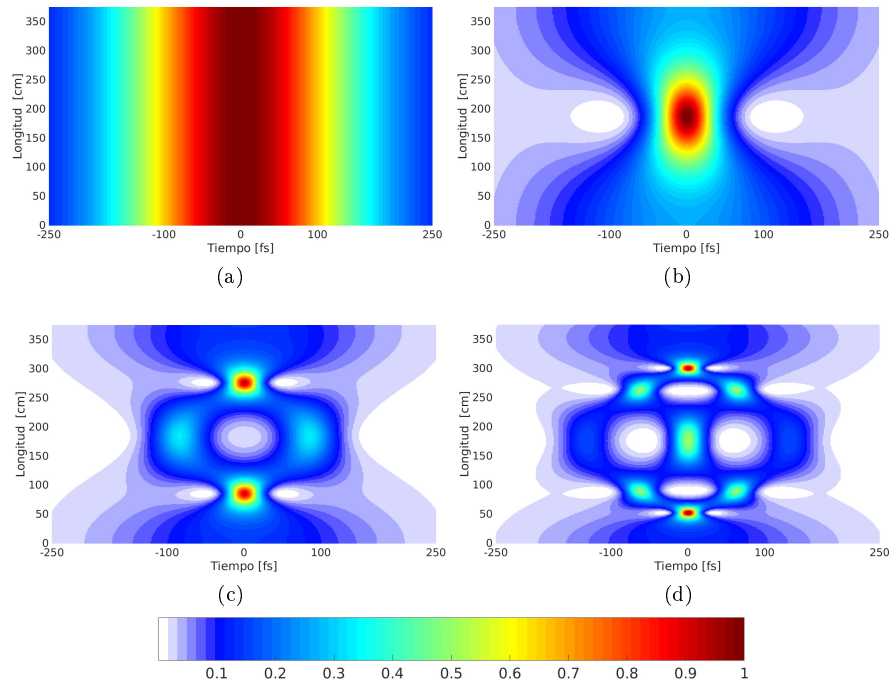


Figura 4.9: Ejemplos de simulación numérica de propagaciones solitónicas para $N = 1$ (a), $N = 2$ (b), $N = 3$ (c) y $N = 4$ (d).

4.3. Simulación de un modelo bidimensional $2D+1$

Para una descripción más cercana a la realidad de un pulso que se propaga en una fibra hueca, necesitamos tomar en cuenta la distribución espacial del haz. El algoritmo desarrollado, $2D+1$, tiene la capacidad de evaluar el pulso en cada punto espacial. Los buenos resultados de las pruebas anteriores nos indican que el paso siguiente es comprobar que la modelización de la dinámica modal es correcta. Para este fin, introducimos en el código numérico la superposición de dos funciones con diferente peso:

$$E(\rho, T, z = 0) = (EH_{11}(\rho) + 0,2 EH_{12}(\rho)) \cdot e^{-(T/t_p)^2} \quad (4.3.1)$$

Inicialmente, solo están activados las componentes lineales (dispersión y absorción). La figura 4.10 muestra la distribución temporal de la intensidad en eje ($|E(\rho = 0, T)|^2$) durante una secuencia de cuatro posiciones a lo largo de la fibra hueca ($z = 0, 35, 70$ y 100 cm), tanto en escala logarítmica (columna

izquierda) como en escala lineal (columna derecha). Los parámetros de la simulación fueron: argón como gas de relleno a una presión de 1 bar, un pulso incidente con una energía de 0,1 mJ y una duración temporal es de $t_p = 35$ fs, propagándose una *HCF* de 1 m de longitud y con un radio interno de $150 \mu\text{m}$. Todos estos parámetros son los mismos para todas las simulaciones que presentamos a continuación. Las figuras 4.10a y 4.10b muestra la estructura temporal de los dos modos que componen el pulso (EH_{11} y EH_{12} , con colores azul y rojo respectivamente). En las figuras 4.10c y 4.10d, que corresponden a una posición sobre la fibra hueca de $z = 35$ cm, ya se puede distinguir que el modo EH_{12} comienza a retrasarse (desplazarse hacia la derecha) respecto del modo EH_{11} . Este comportamiento se debe a que la simulación se está realizando en el sistema de referencia que se mueve a la velocidad de grupo del modo fundamental, por lo que el resto de modos, que tienen una velocidad de grupo diferente, se retrasará con respecto al fundamental según se propague. Queda así claro que el código computacional representa correctamente el “*walk-off*” entre modos. El término “*walk-off*” se refiere al retardo que va apareciendo entre los distintos modos espaciales que componen el pulsos de la luz durante su propagación. Debido a la diferente velocidad de grupo que tienen cada una de estas componentes, unas tienden a adelantarse o atrasarse respecto a las demás.

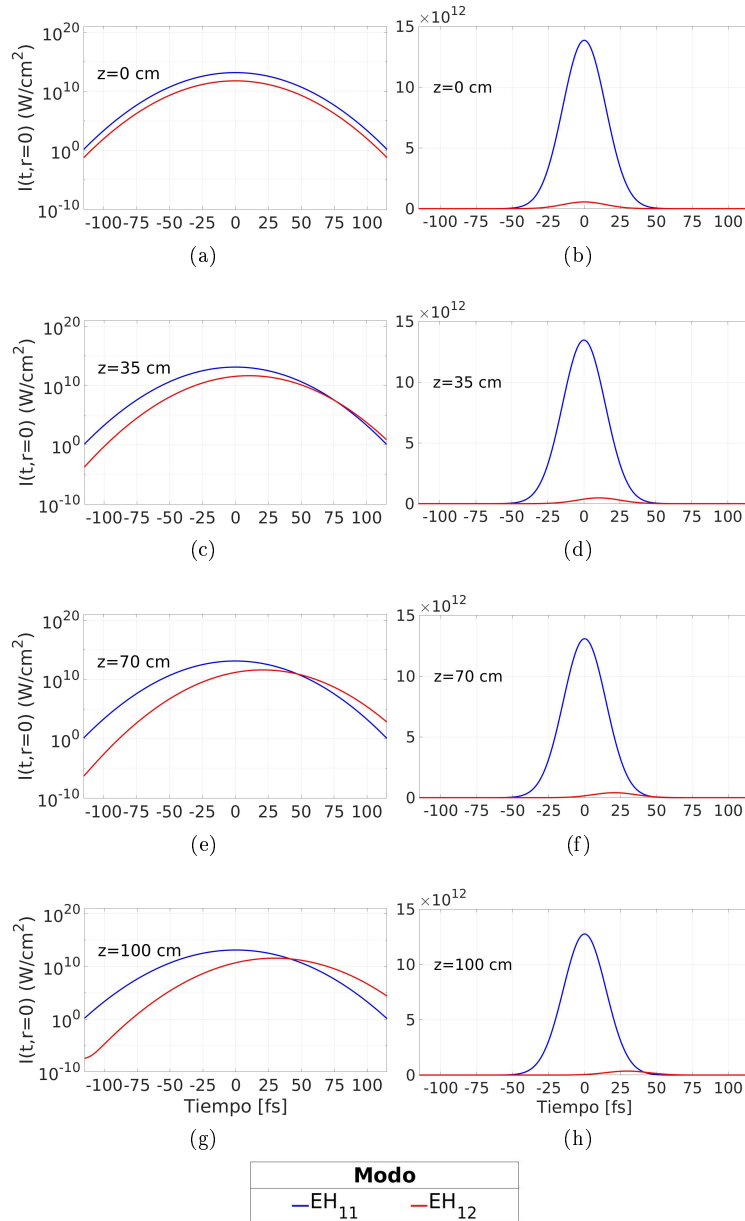


Figura 4.10: Distribución temporal de la intensidad en eje ($|A(\rho = 0, t)|^2$) de los dos primeros modos espaciales a lo largo de la fibra para el caso en el que acoplamos la luz a una superposición de los dos primeros modos híbridos de la fibra con diferente peso relativo ($EH_{11} + 0,2 \cdot EH_{12}$). Los modos que se muestran son: EH_{11} y EH_{12} , con colores: azul y rojo, respectivamente. La columna izquierda está en escala logarítmica (figuras 4.10a, c, e, g). La columna derecha está en escala lineal (figuras 4.10b, d, f, h). En la propagación solo están activados los efectos lineales. Los parámetros son: energía $0,1 mJ$, duración temporal del pulso $30 fs$ ($FWHM$), presión de argón $1 bar$ y longitud de HCF $100 cm$.

El siguiente paso es activar todos los efectos lineales y no lineales y observar lo que sucede. La figura 4.11 nos muestra, de nuevo, la distribución temporal de la intensidad en eje ($|A(\rho = 0, T)|^2$) de cada uno de los primeros modos espaciales de la fibra a lo largo de fibra hueca para el caso en el que acoplamos la luz a una superposición de los dos primeros modos híbridos de la fibra. En este caso vemos que, además de los dos modos que acoplamos inicialmente en la fibra, aparecen nuevos modos (los modos EH_{13} y EH_{14} con colores negro y amarillo, respectivamente), mostrando un comportamiento distinto respecto a la figura 4.10 (columna izquierda). Los nuevos modos solo aparecen en escala logarítmica en las figuras 4.10 c, e, f, las que corresponden a las posiciones $z = 35, 70$ y 100 cm de la fibra hueca, respectivamente. Además del “*walk-off*” entre los distintos modos que ya sabíamos que incluía el modelo, esta nueva simulación nos demuestra que la no linealidad va a inducir una transferencia de energía a nuevos modos y entre los modos existentes. En este caso, la transferencia de energía a nuevos modos es pequeña, pero la transferencia entre los modos iniciales es algo más importante y genera interferencias que son visibles en cualquiera de ellos.

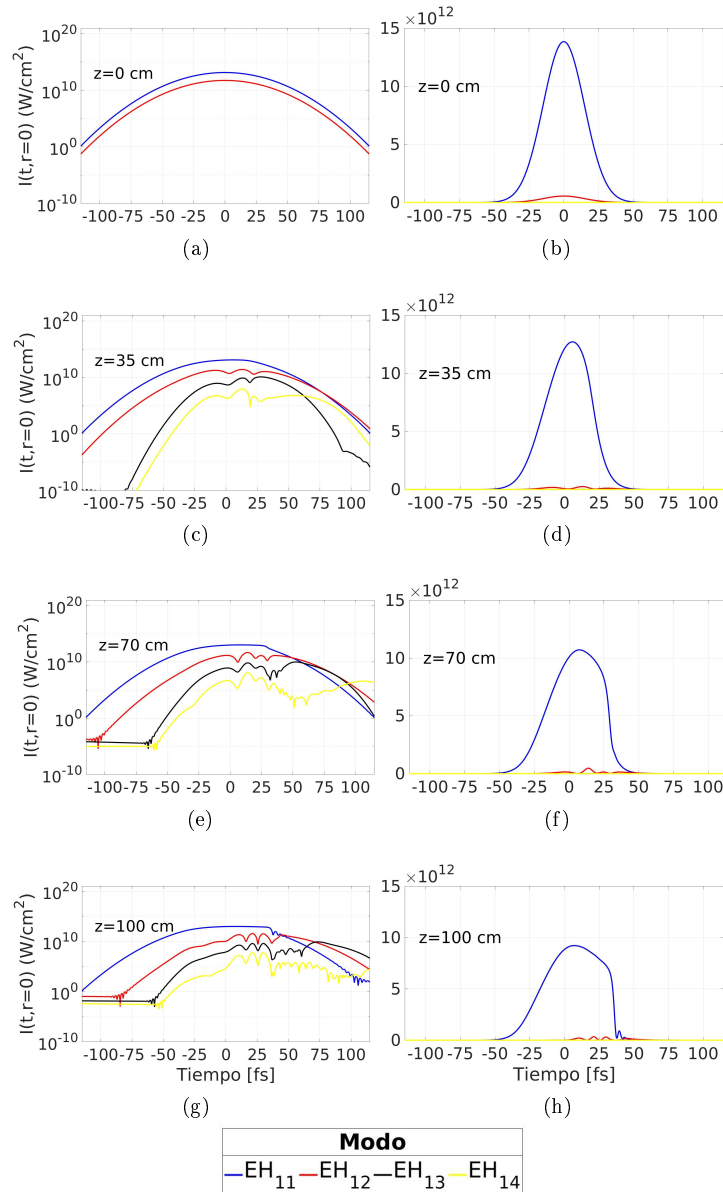


Figura 4.11: Distribución temporal de la intensidad en eje ($|E(\rho = 0, t)|^2$) de cada uno de los cuatro primeros modos espaciales a lo largo de la fibra para el caso en el que acoplamos la luz a una superposición de los dos primeros modos híbridos de la fibra ($EH_{11} + 0,2 \cdot EH_{12}$). Los modos que se muestran son: EH_{11} , EH_{12} , EH_{13} y EH_{14} (azul, rojo, negro y amarillo, respectivamente). La columna izquierda está en escala logarítmica (figuras 4.11a, c, e, g). La columna derecha está en escala lineal (figuras 4.11b, d, f, h). En la propagación están activados todos los efectos lineales y no lineales. Los parámetros son: energía 0,1 mJ, duración temporal del pulso 30 fs ($FWHM$), presión de argón 1 bar y longitud de HCF 100 cm.

La figura 4.12 compara la distribución temporal de la intensidad en eje al final de una fibra hueca entre tres propagaciones que comparten algunos parámetros: todas ellas corresponden a propagaciones de un pulso de duración temporal de 35 fs (*FWHM*), con una energía de 0,1 mJ, que se propaga por una fibra de 1 m con un núcleo de 150 μm lleno de argón a 1 bar de presión. La primera propagación (en color rojo) corresponde a insertar a la fibra hueca la combinación de modos híbridos indicada en 4.3.1, pero activando solo los efectos lineales. La segunda propagación (en color azul), corresponde a la misma situación de partida pero activando todos los efectos lineales y no lineales. Finalmente, la tercera propagación (color negro) es para el caso en el que solo acoplamos al principio de la fibra el modo fundamental, con todos los efectos lineales y no lineales activados. Podemos apreciar que la propagación lineal no ha cambiado de forma (rojo), ni ha disminuido la duración temporal (35 fs). La propagación de la mezcla de modos con todos los efectos activados (línea azul), sí muestra un pequeño cambio respecto a la propagación del modo fundamental (línea negra): se puede ver que su estructura se tiene un pequeño desfase en la parte trasera del pulso (tiempos posteriores), mientras que en la parte delantera prácticamente se solapan. Esta diferencia se puede atribuir a la presencia de interferencia con el modo EH_{12} .

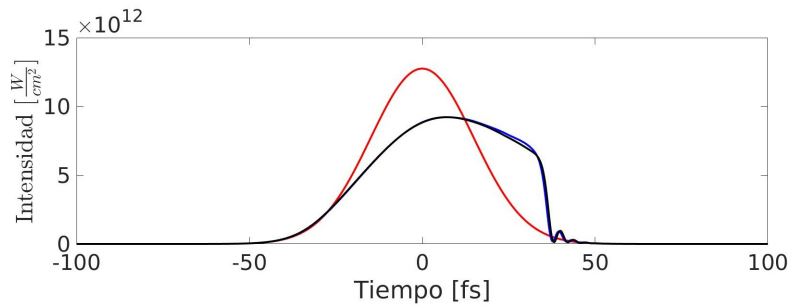


Figura 4.12: Comparación de la distribución temporal de la intensidad en eje al final de una fibra hueca (100 cm) de tres diferentes regímenes de propagación. El pulso en color rojo corresponden a la propagación de la función $EH_{11} + 0,2 EH_{12}$, pero solo activando los términos lineales. El pulso en color azul corresponde a la misma función con todos los términos lineales y no lineales activados. Por último, el pulso en color negro corresponde a una propagación solo del modo EH_{11} . Los valores de la energía, la presión y la duración temporal de pulso son en los tres casos 0,1 mJ, 1 bar de argón y 35 fs, respectivamente.

Para comprobar que efectivamente es la presencia de otros modos espaciales los que originan esas deformaciones en el pulso, mostramos en la Fig. 4.13 el porcentaje de peso de los cinco primeros modos espaciales de la fibra durante su propagación. La imagen superior corresponde al caso en el que partimos de la mezcla de los dos primeros ($EH_{11} + 0,2 EH_{12}$) cuando solo les afectan los efectos lineales, mientras que la imagen inferior corresponde al mismo caso pero

incluyendo también los efectos no lineales. En la figura 4.13a se aprecia que el modo EH_{11} pierde muy poca energía a lo largo de todo el recorrido por la HCF . Lo mismo les pasa al resto de modos aunque es más difícil de apreciar porque presentan una menor contribución. Por otro lado, en la figura 4.13b se aprecia que existe transferencia de energía entre los modos, lo significa que el modo fundamental va cediendo energía hacia los modos vecinos, principalmente con el EH_{12} . Es interesante ver que a pesar de que el porcentaje de participación de algunos modos es pequeña, sus efectos en la estructura temporal del pulso pueden ser muy relevantes. Además, podemos apreciar en la figura 4.13b la presencia de pequeñas oscilaciones en los modos, la figura 4.13a no las presenta, lo que indicaría que existe una dinámica de transferencia energética entre los diferentes modos que componen la propagación, que se activa con la presencia de los efectos no lineales. La explicación de la presencia de esta dinámica oscilatoria será desarrollada en un capítulo posterior.

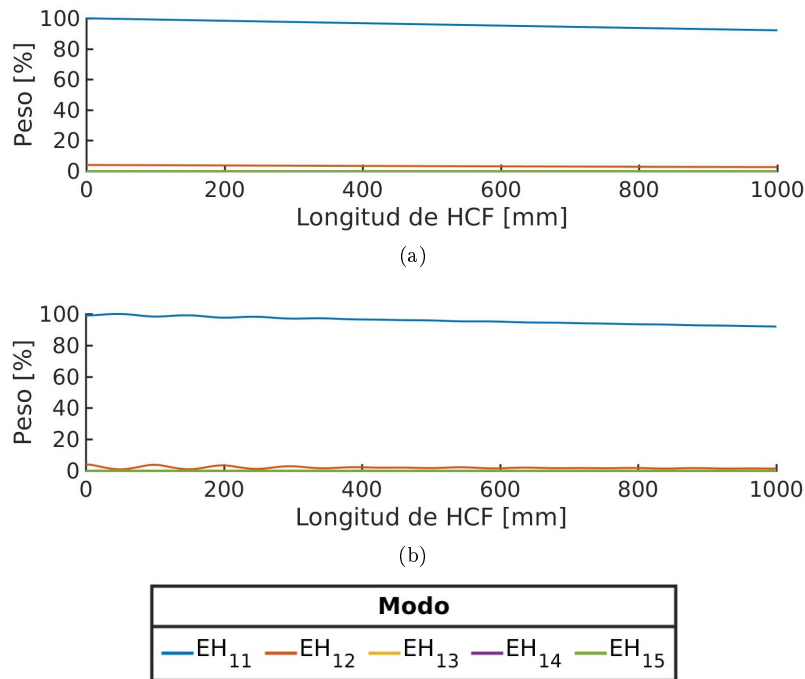


Figura 4.13: Evolución del peso porcentual de los diferentes modos que intervienen en la propagación de la superposición de dos modos ($EH_{11} + 0,2 EH_{12}$). La figura 4.13a corresponde a una propagación con solo los efectos lineales habilitados. La figura 4.13b corresponde al caso de que todos los efectos están habilitados (lineales y no lineales).

4.3.1. El rol de la ionización

Un efecto físico muy importante que se produce por la elevada intensidad del haz láser es la ionización del medio, que puede inducir cambios adicionales en la estructura espacio-temporal del pulso. El modelo numérico 2D+1 que utilizamos en este trabajo tiene en cuenta este fenómeno y en esta sección analizaremos sus efectos y su posible importancia.

La generación de plasma se debe principalmente a la fotoionización del gas. Se trata de un fenómeno altamente no lineal que se puede describir por la ecuación:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W(|A|^2)(\rho_{at} - \rho_e) \quad (4.3.2)$$

donde $W(|A|^2)$ es la tasa de ionización del medio, que nosotros calculamos usando el modelo PPT [6], ρ_{at} es la densidad atómica del medio y ρ_e es la densidad de electrones ionizados por el pulso.

La figura 4.14 nos muestra las tasas de ionización en función de la intensidad del haz láser para los tres gases que utilizamos en este trabajo: aire, argón y neón, en 800 nm. La línea sólida negra representa la tasa de ionización del aire, la azul la del argón y la roja la del neón, obtenidas a partir del modelo PPT [6]. Las líneas punteadas representan la tasa de ionización en el régimen multifotónico ($W = \sigma_k I^k$) [7], donde σ_k es el coeficiente de ionización multifotónico, que es propio de cada gas, I representa la intensidad del haz láser y K es el número de fotones que son absorbidos de forma simultánea para ionizar el medio. Como ejemplo, el oxígeno molecular (O_2) tiene una energía de ionización de 12,2 eV, los fotones con una longitud de onda de 800 nm tienen una energía de $\hbar\omega = 1,55$ eV, por lo que hacen falta ocho fotones para ionizar la molécula, es decir $K = 8$. Para el argón y el neón este valor es de 11 y 14, respectivamente. Podemos ver que a bajas intensidades ($I \leq 10^{13}$ W/cm²) el comportamiento de la tasa de ionización es lineal (cuando se representa en escala logarítmica) y que casi se solapan las tasas de ionización multifotónica y las obtenidas por el modelo PPT [8]. El modelo PPT tiene la característica de no solo representar las tasas de ionización en el régimen multifotónico, sino también las tasas en el régimen de ionización túnel, que ocurre para altas intensidades. En otras palabras, el modelo PPT es más general que un modelo que solo considera la ionización en un régimen multifotónico ó túnel. En este trabajo las intensidades que utilizaremos son del orden de los 10^{14} W/cm², por lo que el modelo más apropiado para representar este fenómeno es el modelo PPT, porque a esas intensidades la descripción multifotónica comienza a fallar.

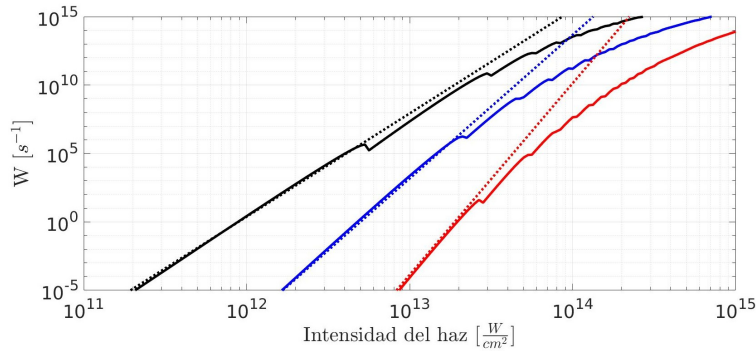


Figura 4.14: Tasas de ionización de los tres gases de estudio: el negro corresponde al aire, el azul al argón y el rojo al neón. Las líneas solidas son las tasas de ionización utilizando el modelo PPT [8]. Las líneas punteadas corresponden a las tasas de ionización multifotónica de los diferentes gases mostrados. Los valores están calculados para una la longitud de onda de 800 nm.

La figura 4.15 nos muestra cómo la ionización afecta a la estructura del pulso en su desplazamiento por la fibra hueca. La figura superior muestra la evolución de la estructura temporal del pulso en eje a lo largo de su recorrido por el interior de la fibra hueca. En la figura inferior mostramos la evolución temporal de la densidad electrónica ionizada ρ en el eje ($\rho = 0$), que es la integración de la ec. 4.3.2, en función de la longitud de la fibra hueca. En este caso el haz tiene una energía inicial de 0,4 mJ, una duración temporal de 85 fs, propagándose por una fibra con un núcleo de 150 μm de radio y lleno de argón a 1 bar. Comparando ambas figuras, se ve con claridad cómo el plasma interactúa con la parte trasera del pulso. Adicionalmente, en la gráfica 4.15 se puede apreciar que existen zonas donde la intensidad del pulso es baja (arriba) y paralelamente la densidad electrónica (abajo) desaparece en la escala lineal. Esto se debe a que estas variaciones de la intensidad del pulso producen una notable variación en la dinámica de la formación de la ionización.

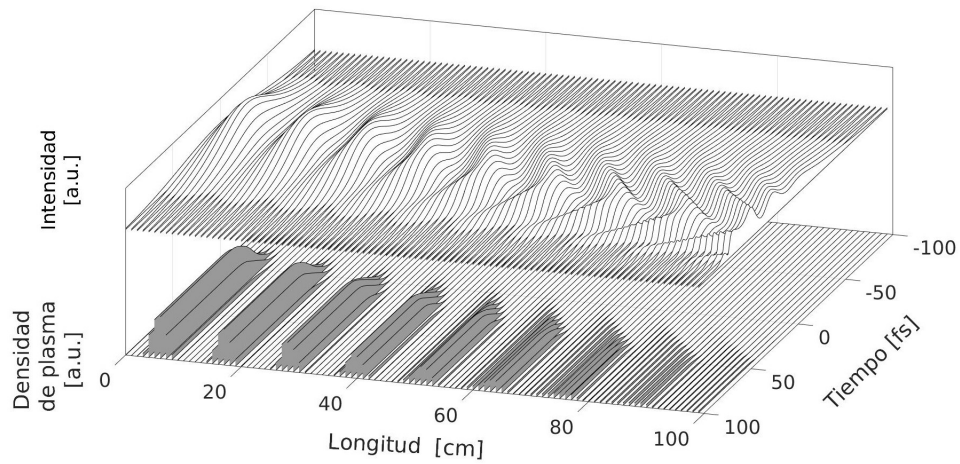


Figura 4.15: Muestra de la ionización (abajo) que aparece durante la propagación de un pulso que se propaga dentro de una fibra hueca. Se observa que la ionización afecta de forma asimétrica al pulso ya que el plasma inducido por el pulso se forma en la parte trasera del mismo. Ambas figuras se han presentado en escala lineal. Para una mejor visualización del fenómeno se ha rotado el eje de tiempos.

La figura 4.16 corresponde a dos posiciones determinadas ($z = 40$ y $z = 80$ cm, figuras 4.16a y 4.16b, respectivamente) de la *HCF* de la figura 4.15. Como referencia hemos colocado una propagación con los mismos valores ($E = 0,4$ mJ, $t_p = 100$ fs y $P_{Ar} = 1$ bar), pero sin estar activada la ionización (línea negra punteada). La figura 4.16a corresponde a una posición dentro de la fibra hueca donde se producen máximos tanto en la intensidad como en la densidad de plasma ($z = 40$ cm), mientras que la figura 4.16b corresponde a una posición en la fibra donde la intensidad pico del pulso ha bajado debido a las batidas que van apareciendo durante la propagación ($z = 80$ cm). Mientras en el último caso (figura 4.16b, en el caso en que la intensidad pico, y la ionización, es menor) la estructura temporal obtenida en la simulación con (azul) y sin (negro) ionización es prácticamente idéntica, salvo la amplitud, en la figura 4.16a, cuando la intensidad y la ionización son mayores, el pulso comienza a deformarse, especialmente en la parte trasera donde el pulso siente más la ionización.

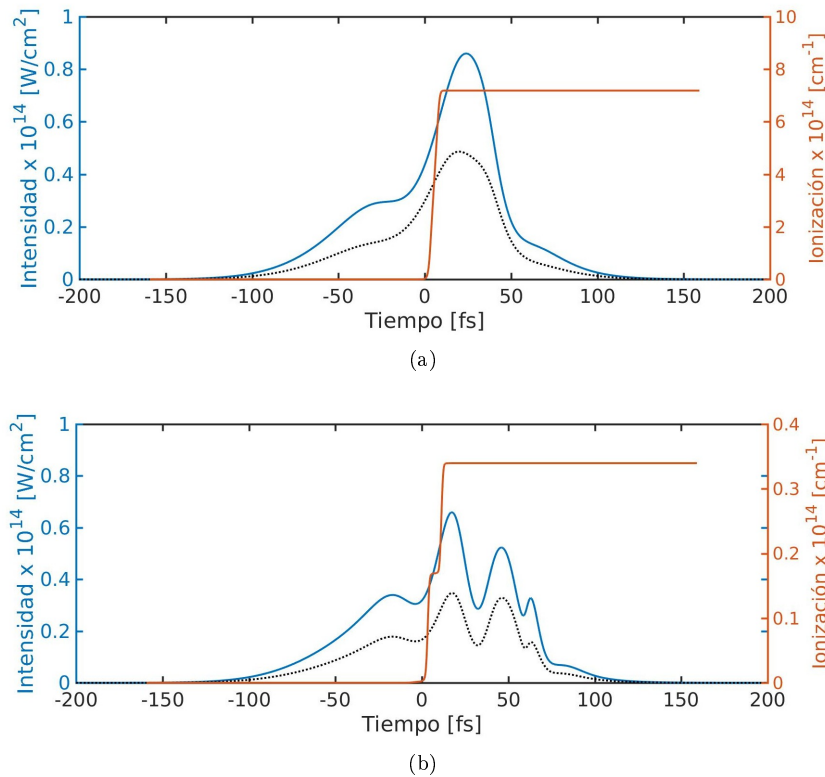


Figura 4.16: Cuadro comparativo del efecto de la ionización en dos posiciones distintas sobre la fibra hueca: a) corresponde a 40 *cm* y b) a 80 *cm*. En ambos casos, la línea punteada negra corresponde a una simulación con los mismos parámetros pero sin estar activada la ionización. La línea roja corresponde a la densidad de plasma y la azul al pulso. Los parámetros de esta simulación son los mismos que la figura 4.15.

Para completar este estudio analizaremos la estructura espacio-temporal para las dos posiciones mostradas en la figura 4.16. En la figura 4.17a (correspondiente a $z = 40$ *cm* de *HCF*), podemos apreciar que en la zona donde la intensidad es mayor (entre 0 y 50 fs), el radio del pulso se reduce. Este efecto se refuerza en la figura 4.17b ($z = 80$ *cm* de fibra hueca), en este caso al existir varios máximos de intensidad, el radio se reduce notablemente en ellos. En esta figura la densidad de plasma es menor respecto de la figura 4.17a, lo que sugiere que la deformación espacio-temporal es responsabilidad de los efectos no lineales. Por otro lado, la diferencia en la estructura espacial en ambas posiciones sobre la fibra hueca, sugiere que la distribución espacial varía a lo largo del pulso, es decir, que existe una compleja estructura espacio-temporal, lo que confirma la necesidad de emplear modelos numéricos que tengan en cuenta también la estructura espacial 2D+1. También se puede observar el inicio de

la reorganización espacial del pulso.

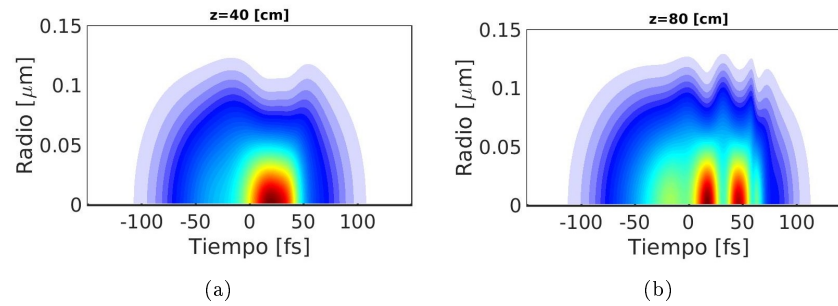


Figura 4.17: Distribuciones espacio-temporales correspondientes a dos posiciones del pulso en la fibra hueca. a) para 40 cm y b) para 80 cm, los parámetros son los mismos que los de la figura 4.15.

Todos estos resultados indican que el modelo numérico funciona adecuadamente, y que está listo para simular el comportamiento espacio-temporal de un pulso que se propaga en una fibra hueca que está llena de un gas.

Bibliografia

- [1] <https://refractiveindex.info/>
- [2] A. Börzsönyi, Z. Heiner, M. P. Kalashnikov, A. P. Kovács, and K. Osvay, "Dispersion measurement of inert gases and gas mixtures at 800 nm," *Appl. Opt.* **47**, 4856-4863 (2008)
- [3] E. A. T. Marcatili, R. A. Schmeltzer, "Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers," *The Bell Technical Journal*, **43**, 1783-1809 (July 1964)
- [4] J. A. Stratton, "Electromagnetic Theory," McGraw-Hill Book Company, USA (1941).
- [5] P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, 3rd. ed., (2001)
- [6] A. M. Peremolov, V. S. Popov, and M. V. Terentev, "Ionization of atoms in an alternating electric field," *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966).
- [7] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramírez-Góngora and M. Kolesik, "Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation," *Eur. Phys. J. Spec.* **199**, 5–76 (2011)
- [8] A. Couairon, A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, **441**, 47-189 (2007).

Parte II

Nuevos escenarios en la propagación no lineal en fibra hueca

Capítulo 5

Post-compresión usando modos altos de la fibra hueca

En este capítulo desarrollaremos algunas simulaciones computacionales de un pulso en el rango de los femtosegundos propagándose por una fibra hueca llena de gas. El objetivo de este trabajo es encontrar esquemas para generar pulsos con el mayor ancho espectral posible y con fase espectral plana, es decir, lo más cercano posible a pulsos límite de Fourier. La técnica para generar pulsos ultracortos más extendida se basa precisamente en propagar un pulso por una fibra hueca para ensanchar su espectro y, una vez conseguido el espectro necesario, hacerlo pasar por un compresor (habitualmente formado por espejos con *chirp* y algún otro elemento complementario) para aplanar la fase espectral lo más posible [1, 2, 3]. En este tipo de montajes el haz de luz se acopla al modo fundamental de la fibra hueca, que es el que más se parece a una gaussiana y el más habitual en la mayoría de los sistemas de post-compresión.

En este capítulo intentaremos averiguar si puede ser útil acoplar el pulso láser en otros modos espaciales de la fibra hueca, distintos del modo fundamental, para comprimir pulsos. En la primera parte del capítulo estudiaremos la constante de propagación compleja de los distintos modos espaciales de la fibra hueca. Veremos que ciertos modos, dependiendo de la frecuencia, presentan dispersión anómala, $\frac{\partial^2 \beta_{1m}}{\partial \omega^2} < 0$, condición que permite la aparición del fenómeno de la auto-compresión. Después, pasaremos a identificar cuál es el modo espacial óptimo para diferentes gases (aire, neón o argón), teniendo en cuenta, además de la auto-compresión producida, la energía del pulso de salida al incluir las pérdidas modales en cada caso. Por último, con vistas a identificar fácilmente si este tipo de modos se ha excitado en un hipotético experimento real, mostraremos la distribución de campo lejano producido por distintos modos espaciales de la fibra hueca.

5.1. Dispersión dentro de una fibra hueca

Como se ha comentado con anterioridad, la generación de pulsos ultracortos depende, principalmente, de dos aspectos: del ensanchamiento espectral inducido por los términos no lineales y, también, de la fase espectral con la que sale el pulso del sistema de post-compresión, debida tanto a efectos lineales como no lineales. En esta sección vamos a estudiar cómo es la dispersión lineal para los distintos modos espaciales de la fibra, con el objetivo de ver si identificamos diferencias relevantes.

La constante de propagación y la absorción de cada uno de los modos híbridos con polarización lineal (EH_{1m}) de una fibra hueca, que ya presentamos en el capítulo 2, vienen dadas por las siguientes expresiones, respectivamente [4, 5]:

$$\beta_{1m}(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_{1m}c}{r_F n(\omega)\omega} \right)^2 \right), \quad m = 1, 2, \dots \quad (5.1.1)$$

$$\alpha_{1m}(\omega) = \left(\frac{\mu_{1m}}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{2\pi c}{n(\omega)\omega} \right)^2 \frac{1}{r_F^3} \frac{\nu^2 + 1}{\sqrt{\nu^2 - 1}}; \quad \nu = \frac{n_{cl}(\omega)}{n(\omega)} \quad (5.1.2)$$

donde el subíndice m es el orden del modo espacial de la fibra considerado, c es la velocidad de la luz en el vacío, r_F es el radio interno de la fibra hueca, μ_{1m} es el m -ésimo cero de la función de *Bessel* de orden cero ($J_0(x)$) y, finalmente, $n(\omega)$ y $n_{cl}(\omega)$ son los índices de refracción del gas que rellena la fibra hueca y del material de la fibra (*fused silica*), respectivamente.

Para intentar observar fenomenología universal vamos a hacer las simulaciones usando gases realistas con comportamientos diferentes: gases atómicos (como argón y neón), cada uno de ellos con una respuesta óptica lineal muy diferente, como veremos a continuación, y gases moleculares (como el aire), en los que tenemos que incluir la dispersión Raman, que no aparece en los anteriores gases monoatómicos. Elegidas las características de la fibra hueca y el gas que lo llena, calcularemos el coeficiente de propagación y de absorción. Una vez conocido el coeficiente de propagación de cada modo en la *HCF*, podremos calcular la dispersión de la velocidad de grupo, $\partial^2 \beta_m / \partial \omega^2$, (*GVD*). La figura 5.1 muestra la *GVD* de los seis primeros modos híbridos de una fibra hueca con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio, que está rellena de argón, neón o aire para dos situaciones diferentes. Los casos de la columna izquierda muestran cómo cambia la *GVD* al variar la longitud de onda manteniendo la presión del gas constante (1 bar). Por el contrario, la columna de la derecha muestra la *GVD* de la misma fibra hueca en función de la presión para una longitud de onda central del pulso concreta (800 nm).

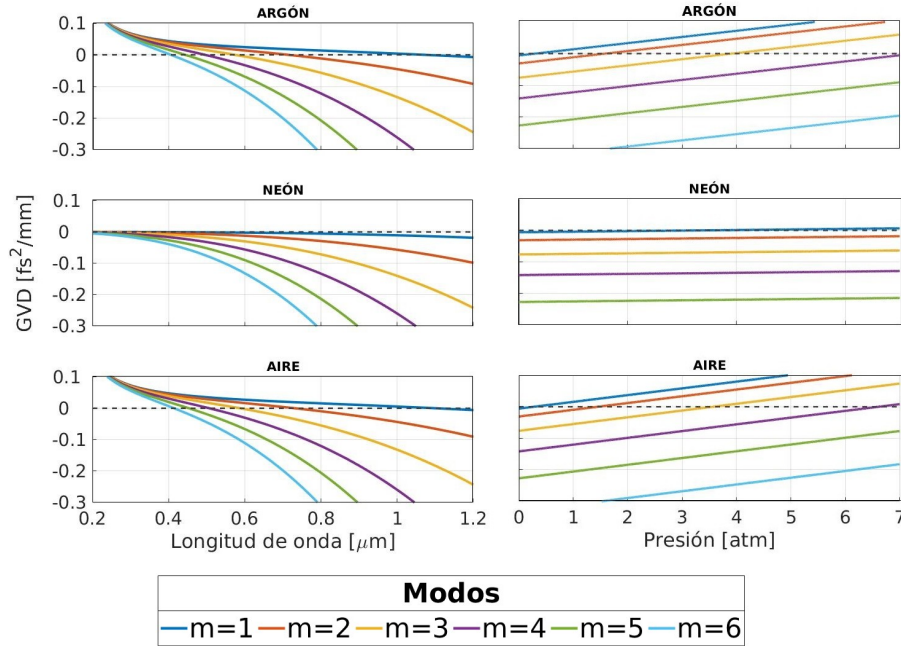


Figura 5.1: La columna izquierda muestra la dependencia de la GVD con la longitud de onda en una fibra hueca con $r_F = 150 \mu\text{m}$, donde se mantiene constante la presión del gas (1 bar) para tres gases diferentes: aire (arriba), argón (medio) y neón (abajo). La columna derecha muestra la variación de la GVD con la presión considerando una longitud de onda centrada en 800 nm para los mismos tres gases mencionados. En todos estos cálculos hemos asumido el material de las paredes de la fibra hueca es de vidrio de sílice (*fused silica*).

En el primer caso, el de variación de la GVD con la longitud de onda para los primeros modos (columna izquierda), podemos ver que cuanto más alto es el modo espacial, más negativa es su GVD . Para la longitud de onda central del láser utilizado, 800 nm, el argón y el aire tienen el modo fundamental con una GVD positiva, mientras que el neón presenta una GVD ligeramente negativa ($-0,006 \text{ fs}^2/\text{mm}$). Todos los demás modos espaciales de los tres gases tienen GVD negativa en 800 nm. Tal y como se puede apreciar en la figura, el argón y el aire tienen un comportamiento muy similar, mientras que el neón presenta una respuesta diferente: tiene dispersión anómala para todos los modos, incluido el fundamental en los 800 nm, que solo es positiva en longitudes de onda muy bajas ($\lambda < 0,11 \mu\text{m}$). Por el contrario, el aire y el argón presentan GVD negativa para el modo fundamental en longitudes de onda mayores, $\lambda > 1,1 \mu\text{m}$ (aire) y $\lambda > 1,074 \mu\text{m}$ (argón). Dicho esto, conviene remarcar que la tendencia de la GVD con la longitud de onda es siempre decreciente para todos los gases y modos, y que la GVD para longitudes de onda más pequeñas es relativamente similar para todos los modos mientras que es cada vez más diferente según nos

adentramos en la región de longitudes de onda mayores.

La variación de la GVD con la presión, que se muestra en la columna de la derecha de la figura 5.1, indica, en primer lugar, una tendencia común entre los tres gases: los tres casos presentan un aumento lineal de la GVD con la presión, presentando siempre una respuesta anómala para cualquier modo a presión cercana a cero. Esta última característica indica que el confinamiento espacial en la fibra hueca induce una GVD negativa que, se hace más negativa cuanto más pequeño es el radio de la HCF , para una determinada longitud de onda (en nuestro caso 800 nm) y un mismo modo de la fibra. En el caso del neón, la variación de la GVD con la presión para cualquiera de los modos espaciales de la fibra hueca presenta una pendiente mucho menor que los otros dos casos. Tal es así que tenemos que superar las 3,3 atm de presión de neón para que el modo fundamental de HCF comience a presentar una GVD positiva.

Los resultados mostrados en la figura 5.1 indican que una buena opción para lograr GVD negativa, que nos abriría la puerta a fenómenos interesantes como la auto-compresión o la formación de solitones temporales, es usar modos altos. Por ejemplo, para un láser pulsado cuya longitud de onda está centrada en los 800 nm, con una presión de gas de 1 atm, podríamos usar cualquier modo excepto el fundamental para activar algunos de esos fenómenos tan interesantes para la creación de pulsos ultracortos.

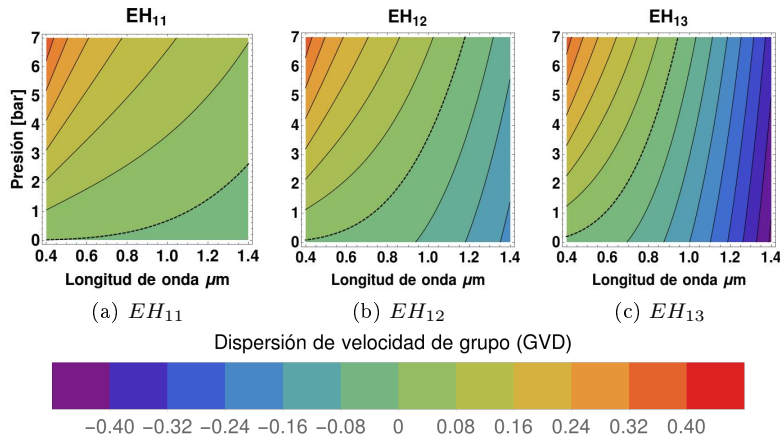


Figura 5.2: Comportamiento de la GVD en función de la longitud de onda y la presión, en una fibra hueca con un núcleo de $150 \mu m$ de radio rellena de aire, para el caso del modo fundamental, EH_{11} (figura 5.2a), el modo EH_{12} (figura 5.2b) y el modo EH_{13} , (figura 5.2c). La barra de colores indica el rango numérico de la GVD para los gráficos mostrados. Se puede ver que el modo fundamental presenta dispersión anómala (color verde claro, a la derecha de la línea punteada) en una región cuya área es menor que en el caso de los modos EH_{12} y EH_{13} . La línea punteada muestra los puntos en los que la GVD es cero.

La figura 5.2 resume el comportamiento de la GVD en función de la longitud de onda y la presión. La dispersión de la velocidad de grupo negativa está representada por la región con tonalidades azules (apareciendo siempre al lado derecho de la línea punteada, que representa los valores para los que la GVD es cero), por lo que queda claro que la GVD anómala aparece para longitudes de onda largas o con presiones bajas. Para otros modos y gases encontramos un comportamiento parecido.

Además de la GVD de cada modo de la fibra hueca para diferentes gases y condiciones, es importante estudiar las pérdidas en la propagación para tener una idea de la eficiencia del proceso no lineal. La ecuación 5.1.2 nos indica las pérdidas de cada modo espacial durante la propagación, las cuales están en función de la longitud de onda, del radio interno de la fibra hueca y del modo (esta ecuación fue vista en el capítulo 2, ec. 2.3.3). Es evidente que cuanto más pequeño sea el radio del núcleo, o la longitud de onda sea más grande, las pérdidas serán mayores. La figura 5.3 nos muestra el porcentaje de pérdidas de energía a la salida de la fibra hueca de los seis primeros modos espaciales en función de la longitud de onda, desde $0,4$ a $1,2 \mu\text{m}$. Los parámetros de la HCF son: longitud 1 m , radio del núcleo $150 \mu\text{m}$, rellena de argón a 1 bar . Podemos ver que para 800 nm el modo fundamental (EH_{11}) prácticamente no tiene pérdidas, respecto a otras longitudes de onda. Sin embargo, los siguientes modos excitados, EH_{12} y EH_{13} , sí tienen pérdidas importantes, aproximadamente del 65% y 40% , respectivamente. Aún con estas pérdidas, estos modos podrían ser interesantes para aprovechar su propagación no lineal y lograr pulsos cuya potencia pico compensen las mermas, justificando el uso de esta técnica. Para los demás modos, las pérdidas son mucho mayores, haciendo que la energía saliente sea demasiado pequeña para ser útil.

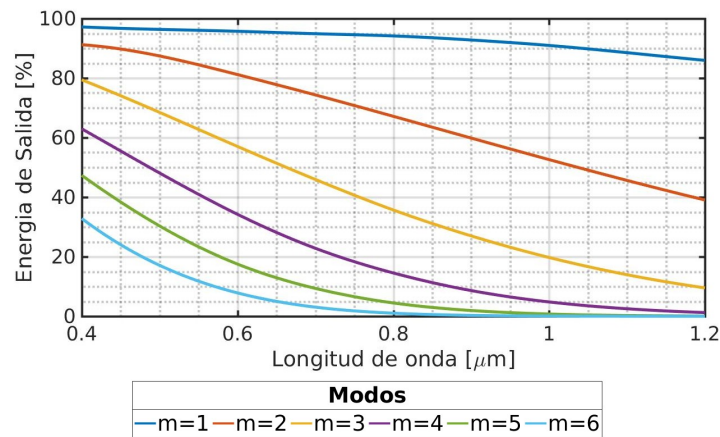


Figura 5.3: Porcentaje de pérdidas de los primeros seis primeros modos espaciales a la salida de una fibra hueca de 1 m de longitud llena de argón a 1 bar y con $r_F = 150 \mu\text{m}$.

Tanto para el aire como para el neón, la dinámica de las pérdidas lineales es muy parecida: los modos altos presentan pérdidas importantes y se acentúan en las longitudes de onda largas, pero los primeros modos tienen las menores pérdidas de energía en los 800 nm o longitudes de onda menores. Entonces, los primeros modos son los mejores candidatos para ser utilizados en esta técnica.

En resumen, tanto la *GVD* como las pérdidas por la propagación en la fibra hueca indican la existencia de un posible escenario para lograr una posible auto-compresión usando modos superiores, aunque no muy altos. Rellenar la fibra hueca con gases a baja presión también parece una buena opción para entrar en el régimen de dispersión anómala. En cualquiera de los dos casos hay que tener en cuenta que el modo empleado no tenga demasiadas pérdidas, con el fin de generar los pulsos auto-comprimidos con la mayor energía posible.

5.2. Identificación del mejor modo para una óptima auto-compresión

Las simulaciones descritas en la sección anterior nos indican la dirección a seguir para activar la dinámica de auto-compresión en una fibra hueca en el rango de longitudes de onda del infrarrojo cercano. El siguiente paso es simular la propagación no lineal de diferentes modos altos en un esquema de post-compresión, con el objetivo de ver si la auto-compresión aparece, o no, y en qué condiciones lo hace.

En todas las simulaciones asumimos que acoplamos el pulso láser incidente en uno de los modos espaciales de la fibra hueca. Como asumimos que usamos haces linealmente polarizados, el campo en la *HCF* solo podrá ser algún modo híbrido del tipo EH_{1m} , por lo que la amplitud del campo eléctrico en la dirección de polarización tendrá la siguiente función matemática:

$$E(\rho, t) = E_0 J_0\left(\frac{\mu_{1m}\rho}{r_F}\right) e^{-\frac{t^2}{t_p^2}} \quad (5.2.1)$$

donde E_0 representa la amplitud, t es la coordenada temporal, t_p es la duración del pulso, μ_{1m} es el m -ésima raíz de la función de Bessel de orden J_0 , ρ es la coordenada radial y r_F es el radio de la fibra hueca.

En la simulación se han considerado activos todos los términos lineales y no lineales, por lo que se incluye la dispersión y absorción lineal, la auto-modulación de fase (*SPM*), el *Self-Steepening* (*SS*), el efecto Raman (en el caso del aire) y la ionización, que fueron discutidos en capítulos anteriores. Los parámetros introducidos en la simulación para los tres gases de estudio (aire, argón y neón) son: el pulso a la entrada es de 35 fs (*FWHM*), con longitud de onda central de 800 nm, propagándose por una *HCF* de radio interno de 150 μm , con diferentes longitudes (100 cm para la fibra llena de aire, 70 cm para la llena de argón y 110 cm para la llena de neón), todas ellas rellenas a una presión de 1 bar. Los índices de refracción dependientes de la frecuencia para cada gas fueron extraídos de [6, 7]. Por último, la propagación lineal se

resuelve proyectando el haz en los primeros 30 modos espaciales de la fibra hueca.

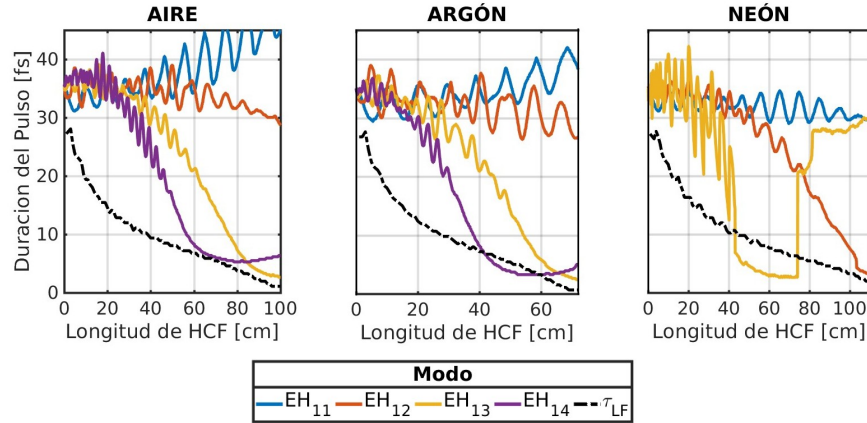


Figura 5.4: Evolución de la duración temporal de pulsos viajando en una *HCF*, llena de aire (izquierda), argón (medio) o neón (derecha) a 1 bar de presión. La fibra hueca en todos los casos tiene un radio interno de $150\ \mu\text{m}$, y mide 100, 70 o 110 cm, para el caso del aire, argón y neón, respectivamente. En todas las figuras la línea azul, roja, amarilla y morada representan la evolución del haz cuando se acopló inicialmente al modo fundamental, segundo, tercero y cuarto modo espacial, respectivamente. La línea segmentada negra (τ_{LF}) representa el *FWHM* temporal del límite *Fourier* del modo óptimo para cada caso (el modo EH_{13} para el aire y el argón, y el EH_{12} para el neón). Las energías del pulso al principio de la fibra hueca son $80\ \mu\text{J}$, $75\ \mu\text{J}$ y $0,7\ \text{mJ}$ para el caso del argón, aire y neón, respectivamente.

La figura 5.4 nos muestra la evolución de la duración temporal del pulso láser (el *FWHM*) durante su propagación por la fibra hueca llena de aire (izquierda), argón (medio) y neón (derecha). En los tres casos, se muestra la evolución de la duración del pulso tras acoplarlo a alguno de los primeros modos espaciales de la fibra: el EH_{11} , que corresponde con el modo fundamental (azul), el EH_{12} es el segundo modo (rojo); EH_{13} el tercero (amarillo) y finalmente EH_{14} , que es el cuarto modo (morado). En el gráfico izquierdo de la figura 5.4, que corresponde al aire, los dos primeros modos no llegan a auto-comprimirse, a pesar de tener una importante ganancia en espectro, fruto de la no linealidad sufrida. Sin embargo, los modos EH_{13} y EH_{14} sí presentan una auto-compresión significativa, en especial el modo EH_{14} (morado), que disminuye su duración temporal antes que el modo EH_{13} (amarillo). En la evolución del modo EH_{14} vemos que hay una región donde el pulso no cambia su duración temporal (en torno a los $80\ \text{cm}$). Ahí el modo está propagándose de forma solitónica, gracias a que en ese momento se produce un buen equilibrio entre las dispersión lineal y la auto-modulación de fase. El modo EH_{13} también se

auto-comprimirse hacia la formación de un solitón aún más corto que en el caso del modo EH_{14} , pero lo hace más despacio porque su dispersión negativa es menor. Por otro lado, las pérdidas en energía son más importantes en el modo EH_{14} , tal y como mostramos en la figura 5.3, por lo que todo indica que para lograr una auto-compresión exitosa en la fibra llena de aire, y con una energía de salida útil, se debe introducir en la HCF el modo espacial alto EH_{13} .

El caso de la fibra con argón (gráfico central de la figura 5.4) presenta un comportamiento similar al aire. Por similitud, podemos concluir que para lograr una buena auto-compresión, casi hasta lograr generar un pulso de un único ciclo, se debe introducir el modo espacial alto EH_{13} .

El neón (gráfico derecho de la figura 5.4) se comporta de forma distinta porque presenta dos buenas posibilidades de auto-compresión óptima: los modos espaciales altos EH_{12} y EH_{13} . En el caso de acoplar el pulso en el modo EH_{12} , el pulso se auto-comprime justo en el final de la fibra. En el caso de acoplar el modo EH_{13} , la auto-compresión aparece antes, entre los 600 y 650 mm de longitud. Por otro lado, el modo EH_{12} presenta menos pérdidas, por lo que podría ser el caso energéticamente más favorable. Antes de continuar conviene explicar la razón por la que la duración del modo EH_{13} (línea amarilla) presenta un salto alrededor de los 74 cm (sube repentinamente de los 2,8 a 17 fs). Este cambio en la duración temporal del pulso se debe a la presencia de estructura en el pulso, de pulsos satélite, que repentinamente tienen una intensidad que supera la mitad de la intensidad máxima, por lo que la medida del ancho temporal ($FWHM$) aumenta súbitamente.

Para completar el estudio del proceso de auto-compresión de los modos altos de la fibra, todas las imágenes de la figura 5.4 muestran una línea negra que representa la evolución de la duración temporal del pulso límite de Fourier del modo que hemos identificado como óptimo en cada caso (el modo EH_{13} para el aire y el argón, y el modo EH_{12} para el neón). Como vemos, la auto-compresión, sin llegar a ser perfecta, es bastante buena, acercándose mucho a su límite de Fourier.

Como era de esperar vemos que hay algunos casos, aquellos en los que acoplamos el pulso en modos híbridos altos, en los que aparece una auto-compresión aceptable, llegando a generar pulsos de entre 2 y 3 fs de duración (muy cerca de pulsos de un solo ciclo óptico). Queda claro que, para cualquiera de los tres gases, siempre encontramos un modo alto a partir del cuál aparece la auto-compresión. Teniendo en cuenta que cuanto más alto es el modo espacial, mayores pérdidas presenta, podemos definir el modo espacial óptimo como el menor modo espacial alto que genere una buena auto-compresión. Para estos tres gases en concreto, en las condiciones estudiadas, sería el modo EH_{13} para el aire y argón, y el modo EH_{12} para el caso del neón.

Como se puede observar en la figura 5.4, a medida que el pulso se desplaza en la fibra hueca, su duración temporal presenta oscilaciones. Esta situación se repite en todos los modos en mayor o menor grado. Este fenómeno se debe a la interferencia entre modos durante el proceso no lineal dentro la fibra hueca [8]. Aunque inicialmente acoplamos la luz a un único modo espacial, la no linealidad transfiere energía del modo inicial a otros modos espaciales, tal como se ve en

la figura 5.5 para el caso de acoplar la luz en el modo EH_{13} en la fibra hueca llena de argón. La interferencia entre los modos espaciales que van apareciendo durante la propagación modifica la estructura espacial y temporal del pulso [8], dando lugar a este comportamiento oscilatorio tanto en la evolución de las contribuciones de los modos y la dimensión espacial y temporal del haz. En algunos casos, este comportamiento oscilatorio desaparece porque los modos dejan de superponerse y, por lo tanto, de interferir, al propagarse a diferentes velocidades de grupo (por el “*walk-off*” entre modos). En el caso que se muestra en la figura 5.5, la desaparición de las oscilaciones en las contribuciones de los modos comienza en torno a los 50 cm.

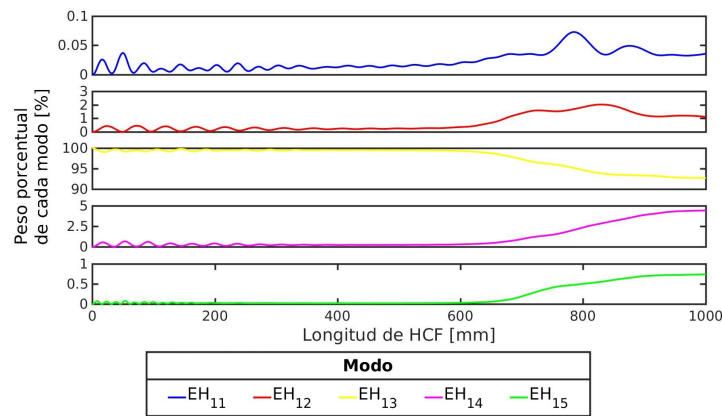


Figura 5.5: Porcentaje del peso de energía de los cinco primeros modos espaciales en el caso en el que acoplamos el pulso en el modo espacial EH_{13} , con $75 \mu\text{J}$ de energía y que se propaga por una fibra de 70 cm de longitud llena de argón a 1 bar. Se observa que los modos que más energía reciben durante la propagación no lineal son los modos espaciales más cercanos al inicial, en este caso los modos EH_{14} y el EH_{12} .

Para visualizar de manera completa la evolución de distintos modos espaciales de la fibra hueca, las figuras 5.6 y 5.7 muestran la evolución de la estructura espacio-temporal (izquierda) y espacio-espectral (derecha) de un pulso a lo largo de la fibra de $150 \mu\text{m}$ de radio de núcleo y rellena de 1 bar de argón, al acoplar el haz inicialmente en dos modos espaciales distintos. Las dos figuras muestran la estructura completa del pulso en varias posiciones de la HCF: en la entrada (arriba), en $z = 35 \text{ cm}$ (medio) y en $z = 70 \text{ cm}$ (abajo). La figura 5.6 corresponde al caso de acoplar la luz en el modo fundamental de una fibra hueca, el modo EH_{11} , cuya evolución de la duración temporal del pulso se mostró en la línea azul de la gráfica central de la figura 5.4. Se puede observar que en la estructura espacio-temporal el haz sufre poco cambio. En la coordenada espacial el haz apenas se deforma y en la temporal solo se observa un leve retardo del máximo del pulso (figura 5.6 izquierda). Por otro lado, el espectro (figura 5.6 derecha) presenta un ensanchamiento, formándose un es-

pectro modulado, con dos máximos, indicando la relevancia de la *SPM* en esta propagación. Queda además claro que el ensanchamiento espectral en este caso no conlleva la formación de un pulso corto ya que la fase espectral inducida por la *SPM* no se compensa con la dispersión lineal.

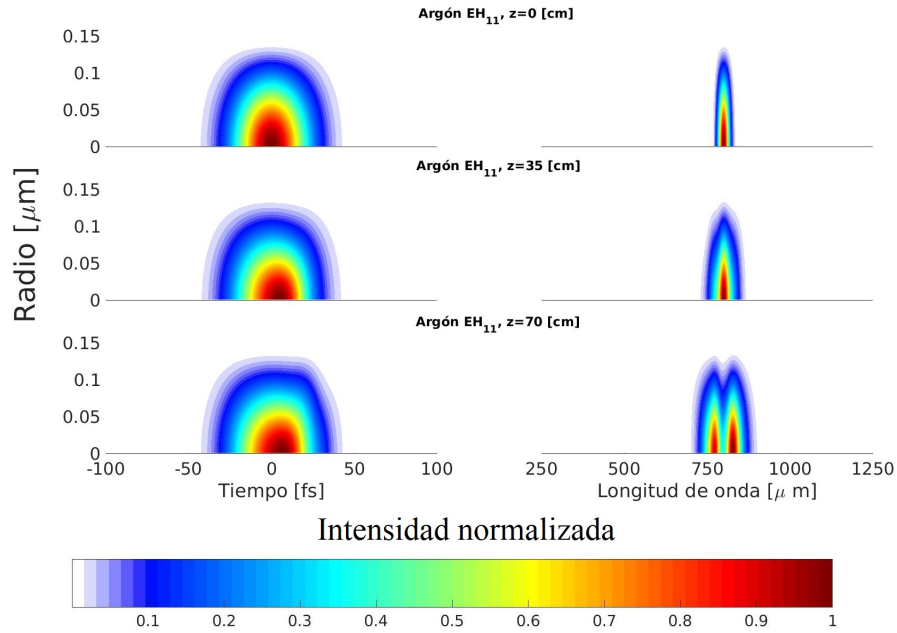


Figura 5.6: Evolución completa de un haz a lo largo de una fibra hueca llena de argón a 1 *bar*. La columna de la izquierda muestra la distribución de la intensidad en el espacio-temporal. La columna de la derecha muestra la distribución de la intensidad espacio-espectral en $z = 0$, arriba, $z = 35$ *cm*, en medio, y $z = 70$ *cm*, abajo. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. En este caso, la luz se ha acoplado al modo fundamental de la fibra, EH_{11} , con los mismos parámetros que en la gráfica central de la figura 5.4 (lineal azul).

La figura 5.7 muestra la estructura completa del pulso en el caso en el que acoplamos la luz en el modo espacial EH_{13} de la fibra. En las dos gráficas superiores (en $z = 0$ *cm*) se aprecia la estructura espacial característica de este modo, con un máximo central principal y dos anillos concéntricos. De nuevo la estructura espacial se mantienen bastante inalterada a lo largo de la propagación, tal y como se puede observar en las imágenes que corresponden a 35 y 70 *cm* de la *HCF*. Donde sí apreciamos cambios notables es en la estructura temporal del pulso, especialmente en $z = 70$ *cm*, donde el pulso se ha auto-comprimido.

En lo que respecta al espectro, vemos que este caso presenta un ensanchamiento espectral bastante más importante que en el anterior caso. Aunque en

ambos casos los pulsos llevan la misma energía ($75 \mu\text{J}$), la intensidad pico en el modo EH_{13} es $3,8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, casi cuatro veces mayor que en el caso de acoplar la luz en el modo fundamental, gracias al proceso de auto-compresión que sufre el haz, lo que induce un mayor ensanchamiento espectral.

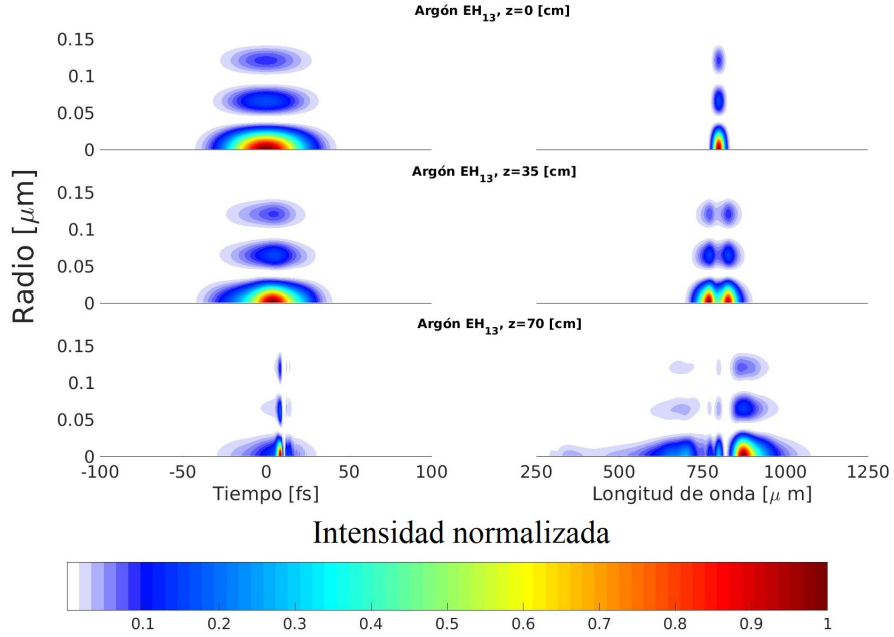


Figura 5.7: Evolución completa de un haz a lo largo de una fibra hueca llena de argón a 1 bar. La columna de la izquierda muestra la distribución de intensidad espacio-temporal en $z = 0$, arriba, $z = 35 \text{ cm}$, en medio, y $z = 70 \text{ cm}$, abajo. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. La columna de la derecha muestra la distribución de intensidad en el espacio-espectral. En este caso la luz se ha acoplado al modo EH_{13} de la fibra, con los mismos parámetros que en la gráfica central de la figura 5.4 (línea amarilla).

Para completar el estudio del proceso de auto-compresión de modos altos que se ha observado, definiremos un parámetro de calidad del proceso similar a los definidos por los otros autores, basado en la relación entre las energías que portan el pico principal del pulso al final de la fibra y su límite de Fourier. Este parámetro nos dará una idea de la bondad de la auto-compresión. De manera aproximada, podemos calcular esta relación usando la intensidad máxima en eje y la duración temporal del pulso en cada caso, que es similar a un factor de calidad de la compresión mencionada en [9, 10]:

$$Q_{SC} = \frac{\Delta\tau^{LF} I_{max}^{LF}}{\Delta\tau I_{max}} \quad (5.2.2)$$

donde $\Delta\tau$ es la duración del pulso (medida como el *FWHM* de la distribución temporal de intensidad) en la posición de la fibra hueca donde se produce la compresión máxima temporal, I_{max} es la intensidad máxima en dicho punto y el superíndice *LF* indica que los parámetros se han medido en la longitud de la *HCF* donde se produce la auto-compresión pero sobre el pulso límite Fourier.

La tabla 5.1 nos muestra el valor de Q_{SC} para los tres diferentes gases. Podemos ver que para el aire y el modo EH_{13} , Q_{SC} es 0,9, valor que es cercano al ideal, la unidad. Esto indica que el proceso de auto-compresión es bastante eficiente. Algo parecido ocurre en el argón, también en el modo EH_{13} , cuyo factor de calidad Q_{SC} es 0,92. El neón presenta dos modos posibles donde la auto-compresión se manifiesta muy bien: EH_{12} y EH_{13} . En el primero de ellos, la longitud de fibra hueca es de 107 cm y el factor de calidad (Q_{SC}) es de 0,83. En el segundo caso, el cual corresponde a acoplar el pulso al modo espacial EH_{13} de la fibra, obtenemos un Q_{SC} de 0,98, con una longitud de fibra de solo 60 cm. En el caso del modo EH_{12} del neón, sufre una auto-compresión suave en el tercio final de la fibra hueca, de forma similar a los dos gases previos, pero necesita mayor longitud de fibra hueca, para lograr su máxima compresión temporal. En cambio el modo EH_{13} del neón, presenta una auto-compresión más rápida y violenta (figura 5.4, color rojo). En el primer tercio de la fibra hueca sufre oscilaciones muy pronunciadas a la vez que su auto-compresión es rápida. Seguidamente, se estabiliza, alcanzando su compresión temporal máxima. Repentinamente, al final del segundo tercio de la *HCF*, pierde su mínima duración temporal. El súbito cambio de la duración temporal del pulso, se debe a la presencia de pulsos satélite que ganan amplitud, distorsionando la medida del *FWHM*. El factor de calidad de este modo es muy bueno (0,98), sin bien la presencia de pulsos satélite podría ser un motivo para elegir el modo EH_{12} a pesar de necesitar una fibra hueca más larga. En síntesis, todo indica que una post-compresión no violenta es lo más apropiado para las posibles aplicaciones científicas o industriales. El alto valor de calidad en todos los casos analizados, indicarían que elegir acoplar el láser a modos altos de la fibra que es un alternativa a tener muy en cuenta.

$\frac{Gas}{Modo}$	$\Delta\tau$ [fs]	$\Delta\tau^{LF}$ [fs]	$I_{max}^{LF} [\times 10^{14} \frac{W}{cm^2}]$	$I_{max} [\times 10^{14} \frac{W}{cm^2}]$	Q_{SC}
Aire EH_{13}	2,9	2,2	8,16	6,9	0,90
Ar EH_{13}	2,8	2,2	1,23	1,04	0,92
Ne EH_{12}	4,2	2,6	6,68	4,96	0,83
Ne EH_{13}	3,1	2,6	5,2	4,44	0,98

Tabla 5.1: Valores de algunas magnitudes para identificar la calidad del proceso de post-compresión en diferentes casos. Mostramos la duración temporal ($FWHM$) del pulso auto-comprimido ($\Delta\tau$) y de su límite Fourier ($\Delta\tau^{LF}$), la intensidad pico del pulso en el momento de auto-compresión (I_{max}) y la de su pulso límite Fourier (I_{max}^{LF}), el factor de calidad (Q_{SC}). La distancia de auto-compresión es de 100, 70 y 60 cm para el caso de usar el modo EH_{13} con la fibra llena de aire, argón y neón, respectivamente, y de 107 cm para el caso de usar el modo EH_{12} con la fibra llena de neón.

Para completar el estudio sobre la elección del modo adecuado para lograr una auto-compresión útil, la tabla 5.2 también nos muestra la relación entre las potencias pico entrantes y salientes de la fibra hueca, junto a las energías entrante y saliente para los modos señalados en la tabla. Como vemos, los casos donde el aumento relativo de potencia pico es más importante son aquellos en los que se usa argón y neón con el modo EH_{13} . El aire, a pesar de tener una auto-compresión muy limpia, presenta la menor relación de potencias de los casos analizados.

En el caso del neón, el modo EH_{12} tiene valores comparables tanto en la potencia de salida, como en la razón de potencias, respecto del modo EH_{13} , pero la calidad del pulso es comparable con los otros dos gases. Entonces, si la calidad del pulso no es preponderante el modo EH_{13} es el mejor candidato para la auto-compresión.

$\frac{Gas}{Modo}$	E_{in} [μ J]	E_{out} [μ J]	P_{in} [GW]	P_{out} [GW]	$\frac{P_{out}}{P_{in}}$
Aire EH_{13}	80	21,5	2,3	7,4	3,2
Argón EH_{13}	75	35	2,1	12,5	6,0
Neón EH_{12}	700	413	20	98,3	4,9
Neón EH_{13}	700	317	20	102,3	5,1

Tabla 5.2: Valores de magnitudes complementarias con la tabla 5.1. Mostramos las energías de entrada (E_{in}) y de salida (E_{out}) del pulso, la potencia pico de entrada (P_{in}) y la de salida (P_{out}) y su razón. La distancia de auto-compresión es de 100, 70 y 110 cm para el caso de usar el modo EH_{13} con la fibra llena de aire, argón y neón, respectivamente, y de 80 cm para el caso de usar el modo EH_{12} con la fibra llena de neón

Para finalizar el estudio del proceso de la auto-compresión, analizamos la estructura temporal y espectral en el eje del pulso post-comprimido para los diferentes gases. En la figura 5.8 mostramos los resultados obtenidos para el caso en el que usamos el modo EH_{13} en aire, argón y EH_{12} y EH_{13} en el neón. La estructura temporal es muy similar para los tres primeros casos, presentando en la parte delantera (tiempos anteriores) una suave y larga rampa que abruptamente se convierte en un pulso principal corto, seguido de un post-pulso menos intenso, que es un indicativo de la presencia de dispersión de tercer orden. El espectro, por otro lado, también es muy similar en los tres casos mostrando una gran modulación, que es una estructura típica de la auto modulación de fase. Sin embargo, el cuarto caso (neón en el modo EH_{13}), presenta diferencia con los tres casos precedentes, en la parte delantera se aprecia un pre-pulso que rápidamente se transforma en un pulso corto seguido de un importante post-pulso, que también es indicativo de una notable presencia de TOD . Podemos interpretar que en el pulso para esta longitud de la fibra hueca, algunos modos por acción del “*walk-off*” se han adelantado formando el pre-pulso, o se han atrasado respecto del pico principal confundándose con el TOD .

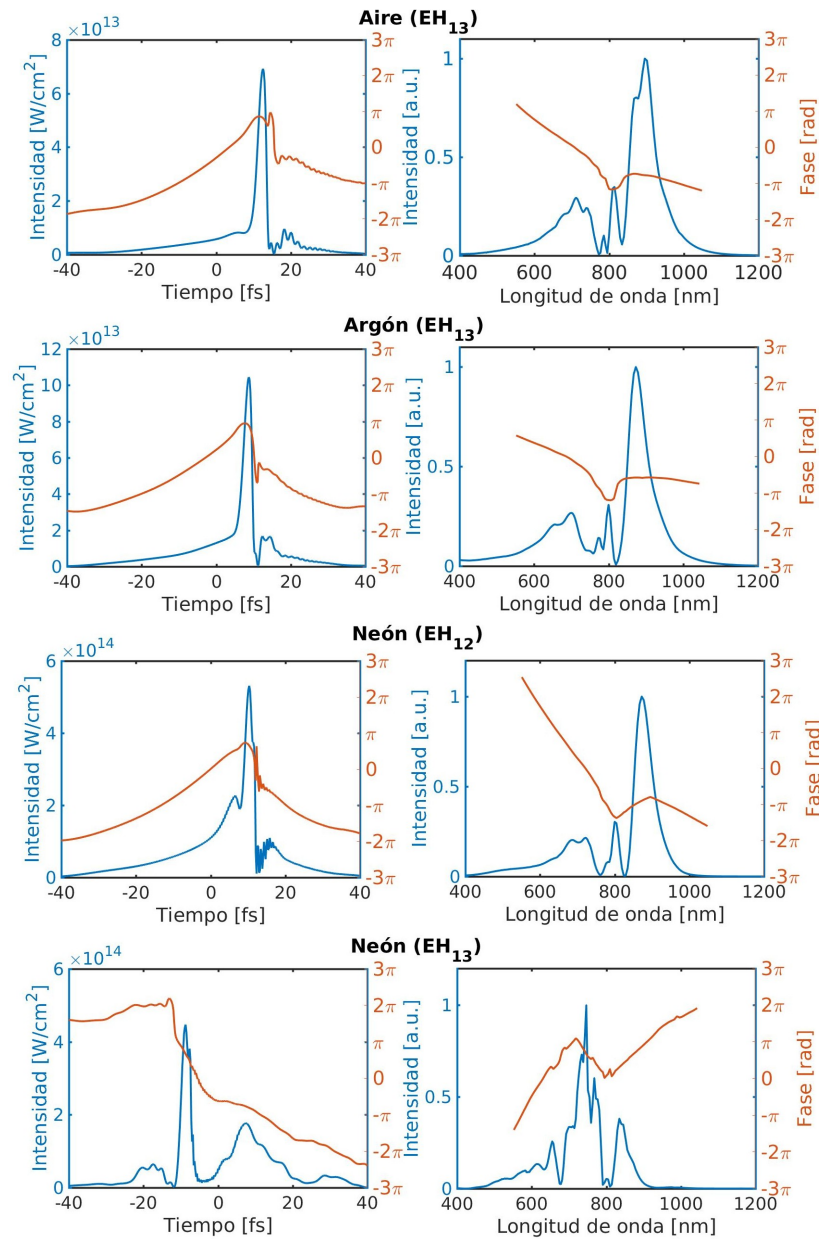


Figura 5.8: Estructura de la intensidad temporal (columna izquierda) y espectral (columna derecha) de los pulsos auto-comprimidos salientes de la fibra hueca. La *HCF* tiene un radio interno de $150 \mu\text{m}$ y una longitud de 100, 70, 107 y 60 cm, para el caso del aire, argón y neón, en sus dos modos, respectivamente. Las energías del pulso al principio de la fibra hueca son 80, $75 \mu\text{J}$ y $0,7 \text{ mJ}$, para el argón, aire y neón, respectivamente. También presentamos (naranja) las fases temporales y espectrales.

5.3. Estructura espacial

Una manera de identificar en el laboratorio que la auto-compresión proviene de la propagación no lineal de alguno de los modos altos que hemos estudiado, es analizar la estructura espacial del campo lejano. La figura 5.9, nos muestra la intensidad en campo lejano del la estructura espacial que presenta el haz a la salida de una fibra de 70 cm llena de argón a 1 bar, en el caso de acoplar en la fibra el modo fundamental, EH_{11} (imagen superior izquierda) o el modo EH_{13} (imagen superior derecha). Todas las imágenes muestran la intensidad en campo lejano junto a la distribución espacial de la intensidad a la salida de la fibra hueca en un recuadro en cada figura. La estructura de anillos en el campo lejano es claramente visible, por lo que sería fácil de identificar en un laboratorio. Además mostramos la intensidad en campo lejano del la estructura espacial que presenta el haz a la salida de una fibra hueca de 80 cm llena de neón 1 bar, en el caso de acoplar en la fibra el modo EH_{12} (imagen inferior izquierda) o en una fibra hueca de 110 cm llena de neón a 1 bar, en el caso de acoplar el modo EH_{13} (imagen inferior derecha). De nuevo los modos altos presentan una clara estructura de anillos en campo lejano. Los cuatro casos presentados en la figura usan los parámetros descritos en la figura 5.4. El radio de la fibra hueca es de $150 \mu\text{m}$, la duración temporal del pulso es de 35 fs (FWH), la energía en el caso del argón fue de $80 \mu\text{J}$ y el del neón 0,6 mJ.

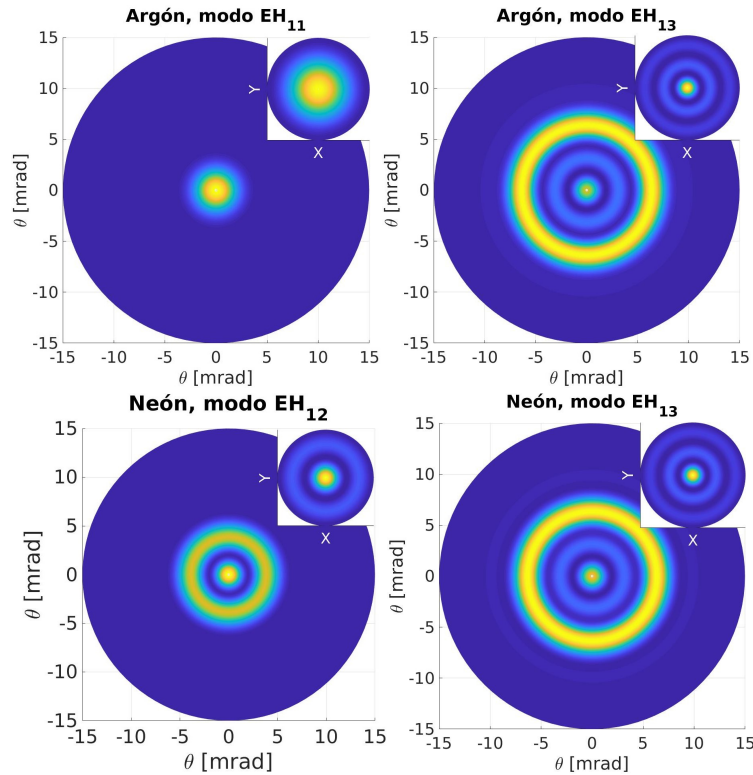


Figura 5.9: Distribución del campo lejano (*far-field*) del haz de salida de la *HCF* junto con la distribución de intensidad a la salida de la fibra hueca (recuadro superior derecho de cada figura). Los parámetros son los de la figura 5.4: la fibra hueca rellena de 1 bar de argón es de 70 cm, y en ella acoplamos el modo fundamental (imagen superior izquierda) y el modo EH_{13} (imagen superior derecha). La fibra hueca rellena de 1 bar de neón es de 80 cm en el caso de acoplar el modo EH_{12} (imagen inferior izquierda) y de 110 cm en el caso de acoplar el modo EH_{13} (imagen inferior derecha).

5.4. Conclusiones

Recapitulando, se puede lograr la auto-compresión solitónica en la región del infrarrojo cercano (*NIR*) haciendo propagar en la fibra hueca modos altos. Además, hemos probado que existe un modo espacial óptimo para generar el fenómeno descrito en los tres gases estudiados, lo que cubren un conjunto amplio de tipos de gases.

Como se ha mostrado en las simulaciones, existen pérdidas importantes de energía en el uso de modos moderadamente altos (EH_{1m} $m = 2, 3$), pero esto se compensa con la compresión temporal, pudiendo producirse un incremento de la potencia pico en la salida de la fibra. El uso de modos espaciales excesi-

vamente altos, a pesar de presentar una mayor anomalía en la GVD , tienen la desventaja de producir procesos de auto-compresión más violentos, además de tener asociadas mayores pérdidas lineales.

Finalmente, existe un abanico de parámetros que pueden influir en la formación de la auto-compresión: la presión y el tipo de gas, la longitud de onda del láser, la energía, el modo de la fibra al que hemos acoplado la luz y la duración temporal. En cualquier caso, se puede decir que este fenómeno físico es bastante universal, si se equilibran los diferentes parámetros adecuadamente y se logra un buen control entre la propagación no lineal y los efectos lineales. En las simulaciones se lograron pulsos de casi un ciclo óptico en los tres gases, usando pulsos centrados en 800 nm. Como regla general, podemos decir que para longitudes de onda alrededor de los 800 nm, se debe usar un pulso corto ~ 30 fs, 1 bar de presión y, dependiendo del gas, los modos excitados EH_{12} o EH_{13} .

Bibliografía

- [1] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique," *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2793–2795 (1996)
- [2] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, "Compression of high-energy laser pulses below 5 fs," *Opt. Lett.* **22**, 522–524 (1997)
- [3] M. Miranda, C. L. Arnold, T. Fordell, F. Silva, B. Alonso, R. Weigand, A. L'Huillier, and H. Crespo, "Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique," *Opt. Express* **20**, 18732–18743 (2012)
- [4] B. A. López-Zubieta, E. Conejero Jarque, I. 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**, 6345–6350 (2018).
- [5] J. A. Stratton, "Electromagnetic Theory," McGraw-Hill Book Company, USA (1941).
- [6] <https://refractiveindex.info/>
- [7] W. Sellmeier, "Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen," *Ann. Phys.* **219**, 272–282 (1871).
- [8] F. Poletti and P. Horak, "Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers," *Opt. Express* **17**, 6134–6147 (2009).
- [9] G.P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, 3rd. ed., (2001).
- [10] C.-M. Chen and P. L. Kelley. "Nonlinear pulse compression in optical fibers: scaling laws and numerical analysis," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1961–1967 (2002).

Capítulo 6

Dinámica de la auto-compresión de los modos altos de la HCF

En el capítulo anterior estudiamos la posibilidad de lograr la auto-compresión de un pulso láser en una fibra hueca, acoplándolo a un modo espacial alto de ésta. Seguidamente, identificamos cuál es este modo alto, dependiendo del gas, y si sus pérdidas son asumibles, para una presión y longitud de onda determinada.

En el presente capítulo, investigaremos la dinámica que encierra este proceso de compresión temporal del pulso, utilizando un modelo de simulación computacional bidimensional $2D+1$, que tiene la particularidad de tomar en cuenta la dinámica espacial de la propagación por la fibra hueca, al contrario que un modelo unidimensional $1D+1$.

El estudio detallado de la auto-compresión nos permitirá ver que se forma un nuevo tipo de ondas dispersivas en la región espectral del infrarrojo medio, algo que no se observa en un modelo unidimensional. Además, se propone una explicación al mecanismo de auto-compresión temporal por medio del apoyo de modos que quedan atrapados en el modo principal. A esta onda la denominaremos “solitón espacio-temporalmente vestido”[1].

6.1. Características del proceso de auto-compresión en una HCF con argón

Se han propuesto diferentes estrategias para obtener una eficiente auto-compresión solitónica en fibra hueca. Una de ellas consistió en reducir las pérdidas por medio del uso de *HCF* con metalización. Por ejemplo, Husakou y Herrmann [2] predicen la compresión de pulsos desde 20 fs a 1,7 fs, con una energía de $6 \mu\text{J}$, con una longitud de onda de 800 nm. La fibra hueca tiene un primer recubrimiento externo de plata que rodea a otro interno de vidrio de sílice que a su vez contiene al núcleo que está relleno de argón a 13 atm de presión. Otra estrategia que también se ha investigado se basa en el uso de longitudes de onda más largas. En general, este tipo de longitudes de onda tie-

nen la propiedad de propagarse con GVD negativa en fibras huecas. Con esta técnica Voronin y Zheltikov [3] lograron pulsos subciclo de 1,9 fs, utilizando una longitud de onda larga de $4 \mu\text{m}$. Ellos utilizaron un pulso con una duración temporal inicial de 100 fs, con una energía de 2 mJ y, el gas que rellena la HCF era argón con una presión de 0,55 bar. También debemos citar el trabajo de Zhao y colaboradores [4], que lograron pulsos de un par de ciclos ópticos, utilizando un láser con una longitud de onda de $1,8 \mu\text{m}$ y argón a una presión de 0,5 bar y una energía de 0,2 mJ. Recientemente, Travers y colaboradores han demostrado que es posible lograr una auto-compresión solitónica con el uso de pulsos más cortos (pulsos de 10 fs centrados en 800 nm) y fibras más largas de lo habitual (de hasta 3 m), llegando a obtener pulsos de 1,2 fs [5].

Cabe recalcar que todos los trabajos citados usan el modo fundamental del láser, y la mayoría de ellos usan un modelo de simulación unidimensional. Un modelo de propagación unidimensional “1D+1” solo toma en cuenta la dinámica temporal mientras el pulso se propaga a través del núcleo de la HCF , asumiendo que el haz no presenta ninguna dinámica espacial durante su propagación de la fibra hueca. En cambio, un modelo bidimensional o “2D+1” sí tiene en cuenta esta evolución espacial y, por lo tanto, puede identificar qué contribución presentan los distintos modos espaciales de la fibra durante la propagación del pulso. Es evidente que este modelo es más completo, pero a la vez más pesado de calcular numéricamente, lo que consume gran cantidad de recursos computacionales.

Como vimos en el capítulo anterior, los modos espaciales óptimos para activar el fenómeno de la auto-compresión son el EH_{13} para argón y aire, mientras que el neón tiene dos modos óptimos: el EH_{12} que tiene menores pérdidas pero peor calidad y, el EH_{13} que tiene un mejor factor de calidad pero su pérdidas son mayores.

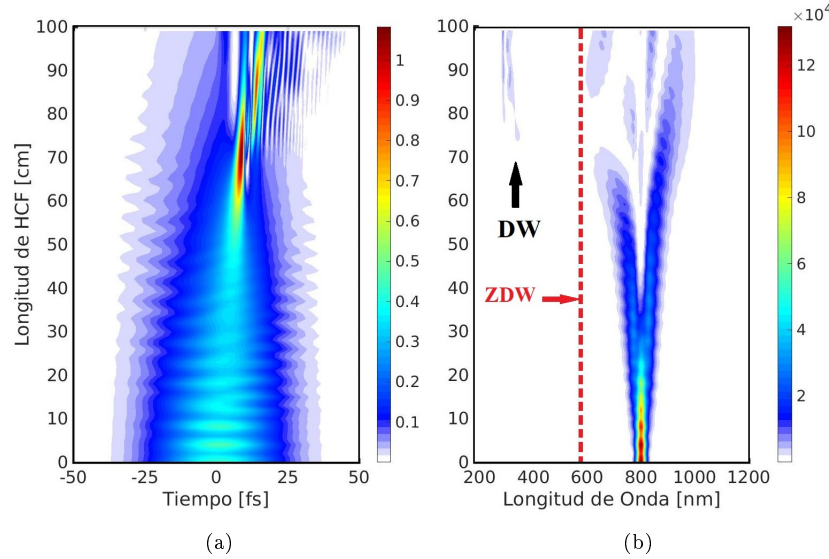


Figura 6.1: Evolución de un pulso acoplado al modo espacial excitado EH_{13} , con 800 nm de longitud de onda central, y una energía de $75 \mu\text{J}$ en una fibra hueca de $150 \mu\text{m}$ de radio interno y 100 cm de longitud (eje de ordenadas). La fibra está llena de argón a 1 bar de presión. En esta simulación se utilizó un modelo de propagación bidimensional $2D+1$. Se puede ver una clara compresión temporal (Fig. 6.1a), además de un notable ensanchamiento espectral (Fig. 6.1b). La línea roja punteada representa la longitud de onda en la que la dispersión de velocidad de grupo es cero (λ_{ZDW} , $\beta_2(\lambda_{ZDW})=0$).

La figura 6.1 muestra los resultados de la propagación bidimensional $2D+1$ de un láser acoplado en el modo EH_{13} de la fibra hueca llena de 1 bar de argón. En las simulaciones se ha considerado una fibra hueca de 100 cm de largo, con un radio de núcleo interno de $150 \mu\text{m}$, a la que se acopla un pulso Gaussiano de 35 fs de duración ($FWHM$), centrado en 800 nm de longitud de onda y con una energía de $75 \mu\text{J}$.

En el gráfico izquierdo (Fig. 6.1a) se representa la evolución de la distribución temporal de la intensidad de un pulso (en el eje $r = 0$) a medida que se desplaza por la HCF . La figura derecha (Fig. 6.1b) muestra la evolución de la intensidad espectral, también en el eje, para el citado pulso láser. Las dos figuras corresponden a una auto-compresión solitónica típica, debida a una propagación no lineal en un medio con dispersión de velocidad de grupo negativa [6, 7].

En principio, en la figura 6.1a se aprecia cómo la duración temporal del pulso, 35 fs inicialmente, va reduciéndose hasta los 2,2 fs. Esta compresión temporal ocurre a los 75 cm de HCF , y se mantiene durante unos centímetros en los que el pulso se propaga como un solitón temporal. El proceso de compresión

temporal tiene la particularidad de presentar carácter oscilatorio (batidas). El carácter oscilatorio de la compresión se debe, como se ha comentado en capítulos anteriores, a interferencias entre el modo principal insertado en la fibra (EH_{13}) y los modos espaciales vecinos, que van apareciendo durante la propagación no lineal. Más adelante se detallará esta transferencia energética intermodal.

Si observamos la estructura espectral del pulso durante la propagación durante la propagación (en la figura 6.1b), se observa cómo el espectro va ensanchándose a medida que avanza en la fibra hueca. Este ensanchamiento es simétrico y modulado, lo que indica que el principal efecto no lineal es la *SPM*. El ensanchamiento espectral es máximo a los 75 cm de *HCF*, coincidiendo con la mínima duración temporal 2,2 fs, figura 6.1a. En la zona de máximo ensanchamiento espectral (entre los 65 y 75 cm en la *HCF*) se observa la aparición de una estructura que está totalmente separada del espectro principal, ubicada sobre los 340 nm y una distancia de 75 cm de longitud de fibra hueca. Esta estructura carece del correspondiente componente simétrico en la región de los rojos, lo que indica que podría tener otro origen diferente a la auto-modulación de fase. A esta estructura se denomina “onda dispersiva” o *dispersive wave*, *DW* en inglés. El origen de esta *DW* se debe a la transferencia energética desde el solitón temporal hacia una parte del espectro que está en la región de dispersión normal. Conviene recordar que, gracias a la respuesta anómala que presenta el modo EH_{13} en la zona de los 800 nm, aparece la auto-compresión y, si hay un buen balance entre los términos lineales y no lineales, podría aparecer un solitón temporal. En este caso, tal y como se puede ver en la figura 6.1a, en la zona entre 60 y 80 cm se consigue el mencionado balance y aparece un solitón temporal. Este solitón temporal, que es extremadamente corto ya que surge como consecuencia del proceso de auto-compresión, transfiere energía de manera muy eficiente a una zona del espectro en la región de dispersión normal. Esta transferencia de energía es tan eficiente gracias a que el solitón y esa zona de dispersión normal presentan un ajuste de fase perfecto, dando lugar a la formación de la onda dispersiva [8]. Una vez generadas esas nuevas frecuencias, estas se propagan formando un pulso con una velocidad de grupo totalmente distinta a la velocidad de grupo del solitón, por lo que comienza a verse una interferencia entre ambas estructuras temporales a partir de los 75 cm. La onda dispersiva no puede formar un solitón (ya que está en la región de dispersión normal) y se va estirando y separando del solitón, generando una “cola” de luz que acabará formando una segunda estructura (algo que no se llega a ver en nuestra simulación, debido a la limitada ventana temporal y la longitud de la *HCF*). Como consecuencia de la formación de la *DW*, el solitón pierde el buen balance y ya no es capaz de propagarse, iniciándose un proceso de disolución de la estructura temporal, tal y como se ve por su distribución temporal (entre los 80 hasta los 100 cm de la Fig. 6.1a). Esta disolución de la estructura temporal, que se suele denominar fisión de la estructura solitónica, detiene el ensanchamiento espectral que ha venido ocurriendo hasta ese momento en el pulso, tal y como se puede ver en la figura 6.1b.

Para describir la dinámica de formación de ondas dispersivas en la región del

ultravioleta (UV), que es un proceso al que se está prestando bastante atención en los últimos años, ya que permite generar pulsos ultracortos en dicha región espectral, se han desarrollado modelos teóricos bastante completos [5, 9]. Muy recientemente el grupo de Travers ha demostrado experimentalmente toda la fenomenología asociada al proceso de auto-compresión [5], logrando generar solitones usando el modo fundamental en una fibra hueca flexible y estirada (*stretched flexible HCF, sf-HCF*) con núcleo lleno de helio. Travers explora una forma nueva de lograr auto-compresión solitónica usando pulsos iniciales más cortos (~ 10 fs) y fibras huecas más largas de lo habitual (3 m), llegando a obtener pulsos del orden de menos de un ciclo óptico (1 fs).

La figura 6.2 muestra la dinámica temporal y espectral durante la propagación de un pulso por una *HCF*, obtenida de simulaciones numéricas (figura extraída de [5]). En ella se puede ver que variando 4 parámetros (radio del núcleo, longitud de la fibra hueca, la energía de inserción y la presión del gas helio) es posible encontrar la misma dinámica pero en diferentes posiciones de la guía de onda. Travers comprobó la teoría propuesta por Heyl y colaboradores [10] en la que se propone que existe un factor de escala (η) entre las dimensiones de la *HCF*, el radio del núcleo, la longitud de la fibra hueca, la presión del gas y la potencia pico del pulso, que permite recuperar la misma dinámica en diferentes situaciones. En el caso del radio del núcleo, la relación con el parámetro de escala es lineal, mientras que para la longitud de la fibra hueca y la potencia pico del pulso la relación es cuadrática (η^2). La presión, por el contrario, presenta una relación cuadrática inversa con el factor de escala ($1/\eta^2$). Aplicando este factor de escala y despreciando las pérdidas, la dinámica de compresión es casi idéntica en todos los casos estudiados por Travers y colaboradores, por lo que es posible conseguir compresiones de casi un ciclo para pulsos más energéticos adaptando el montaje experimental adecuadamente. En la primera fila de la figura (Fig. 6.2a), se inyecta un pulso de 10 fs de duración temporal y $6 \mu\text{J}$ de energía, en una *HCF* de $15 \mu\text{m}$ de radio, 4 cm de longitud y llena de 27,8 bar de helio. En la fila del medio, figura 6.2b, los parámetros son un pulso de 10 fs de duración y 0,4 mJ de energía propagándose por una fibra de 3 m de longitud y un núcleo de $125 \mu\text{m}$ de radio, llena de 400 mbar de helio. Por último, las gráficas de la fila inferior corresponden a un pulso de 10 fs de duración y 3 mJ de energía, propagándose por una fibra de 22 m con un núcleo de $350 \mu\text{m}$, llena de 51 mbar de helio.

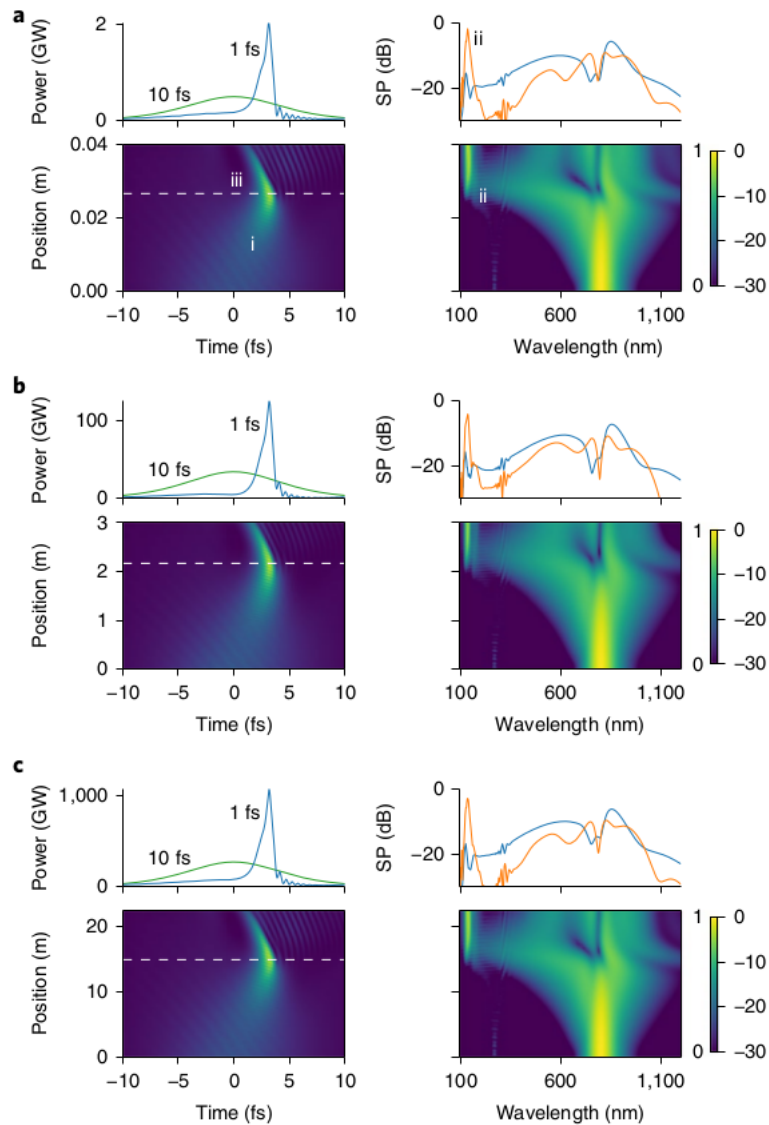


Figura 6.2: Modelo numérico de propagación de un pulso de 10 fs , orden solitónico $N = 2,6$ centrado espectralmente en $\lambda_0 = 800\text{ nm}$, en fibras hueca llena de helio de tal forma que $\lambda_{ZDW} = 380\text{ nm}$. Los gráficos de densidad de color muestran la evolución de distribución temporal en escala lineal (izquierda) y del espectro en escala logarítmica (derecha). Sobre los gráficos de densidad se muestran la distribución temporal y espectral en diferentes posiciones de la fibra (en $z = 0$ en verde, en la posición de compresión óptima en azul y al final de la fibra en naranja). El caso a) corresponde a un pulso de 6 mJ de energía por una fibra con un núcleo de radio de $15\text{ }\mu\text{m}$, con una longitud de HCF de 4 cm y lleno de $27,8\text{ bar}$ de helio, b) a un pulso de $0,4\text{ mJ}$ de energía por una fibra con el núcleo de radio de $125\text{ }\mu\text{m}$, con una longitud de 3 m y lleno de 400 mbar de helio y c) a un pulso de 3 mJ de energía por una fibra con un núcleo de radio $350\text{ }\mu\text{m}$, la longitud de fibra hueca de 22 m y lleno de 51 mbar de helio. Gráfico tomado de [5].

Para obtener una buena auto-compresión, como la que se muestra en los casos de la Fig. 6.2, es conveniente que el pulso incidente esté en la región de dispersión anómala, lo más alejado que sea posible de la longitud de onda en la que la dispersión de velocidad de grupo es cero (λ_{ZDW} , $\beta_2(\lambda_{ZDW})=0$). Todos los casos que se muestran en la Fig. 6.2 tienen la misma λ_{ZDW} , 380 nm, gracias a que se ha jugado con el tamaño de la fibra y la presión del gas, los dos parámetros con los que se controla la dispersión del pulso en la *HCF*. En estas condiciones se puede conseguir que la generación de la onda dispersiva en la zona normal del espectro ocurra de forma muy similar, dado que el ajuste de fase ocurre entre las mismas regiones espectrales. Tal y como se puede ver en la evolución del espectro de todos los casos que se muestran en la Fig. 6.2 se genera la misma onda dispersiva entorno a los 130 nm.

Travers y colaboradores mantienen un orden solitónico bajo ($N = 2,6$) en todos los casos que estudian en la figura 6.2, obteniendo una dinámica temporal y espectral muy similares (figura 6.2a-c) para energías bastante dispares, que van desde los 6 μ J a los 3 mJ. En todos los casos logran pulsos auto-comprimidos de 1 fs de duración temporal, asociados a un supercontinuo que cubre 4 octavas.

A diferencia del trabajo de Travers y colaboradores, que utiliza el modo fundamental EH_{11} nosotros utilizamos un modo espacial alto (EH_{12} o EH_{13} dependiendo del gas), propagándose con un orden solitónico mucho mayor ($N = 34$). A pesar de la notable diferencia entre el orden solitónico usado en cada caso, las figuras 6.1 y 6.3 muestran auto-compresiones muy similares. Sin embargo, las diferencias entre nuestras auto-compresiones y las desarrolladas por Travers sugieren que existe una dinámica adicional. Una de las mayores diferencias se puede observar en la figura 6.3, en la que se muestra la evaluación del espectro para los mismos parámetros que el caso mostrado en el figura 6.1. En este caso se muestra el espectro en un rango mayor de lo habitual, llegando al infrarrojo, y en escala logarítmica. Como vemos, además de la *DW* en el *UV* aparece una segunda onda dispersiva (DW_1) en la zona del infrarrojo medio (alrededor de las 4 μ m). Esta nueva *DW*, bastante más débil que la primera, tiene un origen diferente a la estándar, ya que proviene de la transferencia de energía del solitón hacia modos espaciales de orden más bajo, en los que encuentra un buen ajuste de fase en esa región espectral infrarroja. El hecho de que trabajamos con un modelo bidimensional que describe la dinámica espacial del haz, nos permite conocer la forma en que contribuye cada modo espacial en cada zona del espectro a lo largo de la fibra, por lo que podemos conocer los modos espaciales que participan en la DW_1 .

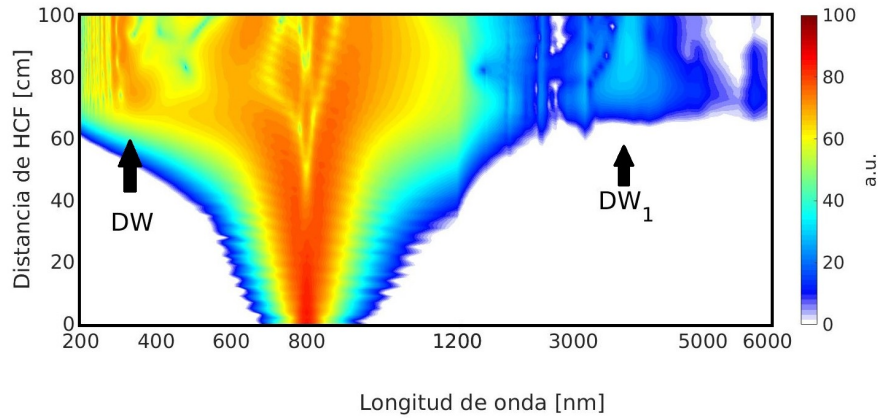


Figura 6.3: Evolución del espectro de un pulso de 35 fs de duración, $75 \mu\text{J}$ de energía, acoplado al modo EH_{13} de una HCF de 1 m, con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio lleno de argón a 1 bar. La figura muestra el espectro en escala logarítmica, en el que se puede ver la onda dispersiva (DW) principal que aparece en el UV y una nueva DW en la zona del infrarrojo (DW_1).

Queda pendiente comprobar si existe alguna dinámica espacial evidente, más allá de la presencia de otros modos que dejan huella en las ondas dispersivas generadas, como acabamos a ver, en la propagación del modo espacial EH_{13} mostrada en la figura 6.3. La primera tarea que debemos hacer es comprobar el comportamiento de la dinámica espacial durante la propagación de la luz por la fibra hueca. La figura 6.4 nos muestra la distribución espacio-temporal de la intensidad del haz láser en el inicio (izquierda) y después de recorrer 70 cm dentro de la HCF (derecha), que corresponde con la región de la post-compresión. Se aprecia que la propagación solitónica apenas afecta a la coordenada espacial. Al inicio, el pulso muestra la estructura espacial esperada: dos estructuras anulares concéntricas alrededor de un máximo central (izquierda). Al final de la HCF la estructura espacial sigue siendo similar aunque la estructura temporal muestra una importante auto-compresión. Todo indica que la contribución de nuevos modos espaciales que aparecen durante la propagación no lineal del pulso, a pesar de generar efectos espectrales muy interesantes, no llegan a introducir variaciones apreciables en la estructura espacial del haz.

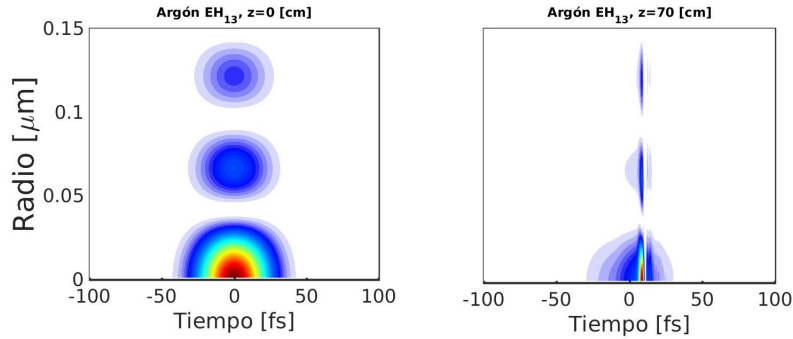


Figura 6.4: Estructura espacio-temporal de la intensidad del pulso al principio de la *HCF* (izquierda) y a 70 cm (derecha).

A pesar de que la Fig. 6.4 demuestra que la estructura espacial del haz no sufre grandes cambios, conviene cuantificar, de alguna manera, la presencia de los distintos modos espaciales. Para ello calculamos el porcentaje con el que contribuye los siete primeros modos espaciales de la *HCF* a lo largo de la propagación. La gráfica superior de la figura 6.5 muestra el porcentaje con el que contribuye el modo EH_{13} (el modo en el acoplamos inicialmente el pulso de luz). Como muestra la Fig. 6.4, este modo es el que más contribuye a lo largo de toda la propagación en la *HCF*, con un porcentaje de contribución superior al 95 % durante todo el proceso de auto-compresión. La parte inferior de la figura 6.5 muestra la pequeña contribución que tienen otros modos durante la propagación del pulso por la *HCF*. En ella se ve cómo se produce una transferencia de energía entre distintos modos espaciales, especialmente los modos más cercanos al modo inicial (en nuestro caso el modo EH_{12} , en rojo, y el EH_{14} en color mostaza). Esta transferencia comienza siendo oscilante, indicando que hay ciclos de excitación y desexcitación no lineal de los modos. Después de propagarse la luz una cierta distancia se genera una mezcla en equilibrio de tres estados: el estado inicial (EH_{13}) y los dos contiguos (EH_{12} y EH_{14}). Estos modos vecinos son los que colaboran principalmente con el proceso de auto-compresión. Tras la auto-compresión (a partir de los 75 cm), en el proceso de disolución de la estructura temporal se produce un aumento de la transferencia no lineal de energía, siendo más favorecidos los modos de orden mayor que el incidente, lo que sugiere que se está comenzando a activar el proceso de auto-focalización dentro de la fibra.

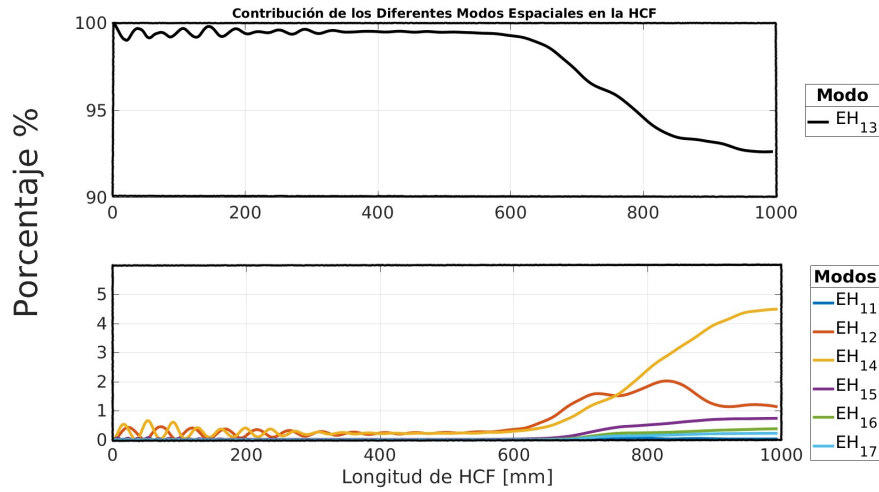


Figura 6.5: Peso energético porcentual de los primeros siete modos durante la propagación del pulso por la *HCF*. Los parámetros son los mismos considerados para el argón en la figura 6.4 (energía de $75 \mu J$, presión de argón de 1 bar y t_p de 35 fs).

Aunque la figura 6.4 parece indicar que estamos en un escenario de propagación monomodo, porque no hay cambio significativo en la estructura espacial del pulso a lo largo de la propagación, la figura 6.5, y la aparición de nuevas *DWs*, ya nos indican que esto no es exactamente así. Efectivamente el modo principal introducido en la *HCF* (EH_{13}) es predominante en toda la propagación del pulso, pero la aparición de los otros modos es relevante para entender algunas de las características del fenómeno.

No es la primera vez que se observa la aparición de una *DW* en el infrarrojo durante la propagación de un pulso en una fibra hueca. En particular, el grupo de P. St. J. Russell propuso en 2015 [11] y demostró experimentalmente en 2017 [12] la aparición de una onda dispersiva en el infrarrojo medio inducida por la ionización del gas de la fibra hueca. Para averiguar si nuestra DW_1 en el infrarrojo tiene el mismo origen vamos a analizar la relevancia de la ionización en la propagación del modo espacial alto. Las gráficas de la figura 6.6 muestran la estructura temporal y espectral en eje obtenidas de la misma propagación presentada en la figura (6.1) pero desactivando el efecto de la ionización. Si contrastamos las figuras 6.6a y 6.6b con las 6.1a y 6.1b podemos ver que la evolución de la estructura temporal y espectral en eje son prácticamente iguales. Adicionalmente, la comparación de la figura (6.6c) con la (6.3), que presenta la estructura espectral en escala logarítmica, también nos muestra el mismo resultado, lo que demuestra que la ionización no juega ningún papel en todo el proceso, en general, y en la formación de la DW_1 en el infrarrojo, en particular. Se trata, pues, de un nuevo mecanismo de formación de *DWs* en el infrarrojo.

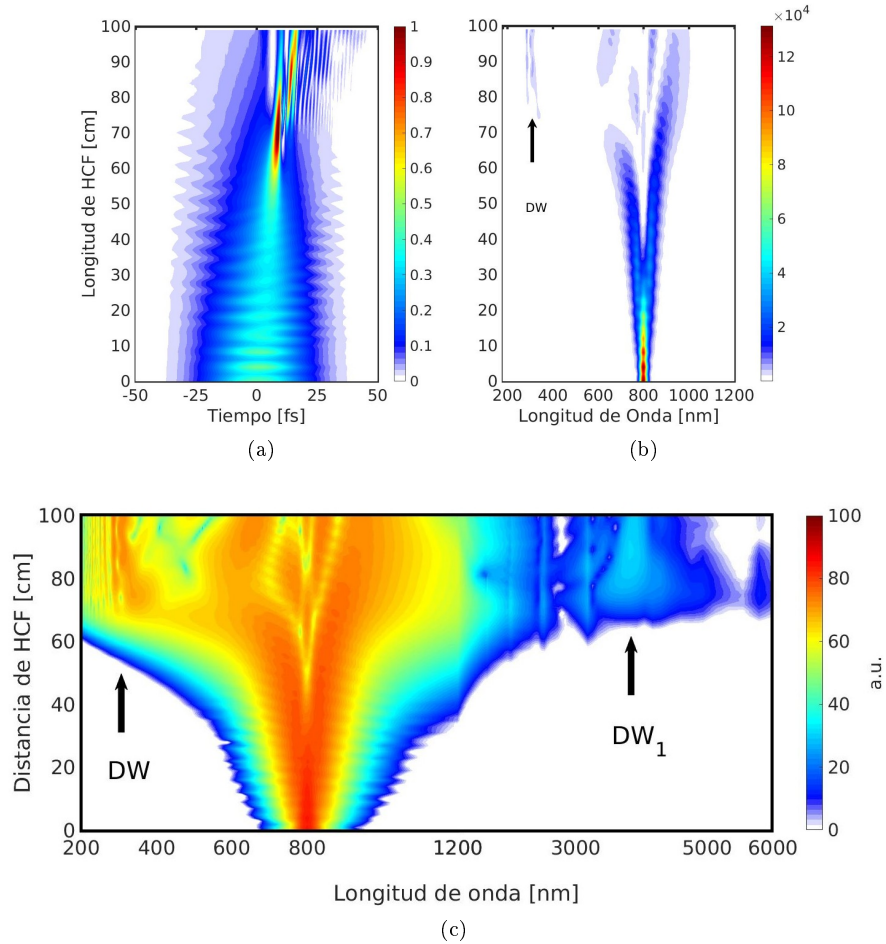


Figura 6.6: Simulación de un modelo de propagación 2D+1 pero sin activar la ionización en el código numérico. Los parámetros se corresponden con los de la figura 6.1. Representamos la evolución de la distribución temporal de la intensidad de un pulso (en el eje por la $HCF \rho = 0$) a medida que se desplaza (arriba izquierda). La figura superior derecha muestra la evolución de la intensidad espectral, también en el eje. La figura inferior, que está en escala logarítmica, muestra las ondas dispersivas (DWs) tanto en la zona del ultravioleta (DW) y en la zona del infrarrojo (DW_1)

Queda claro que la ionización no juega ningún papel relevante en nuestro caso, por lo que el otro ingrediente especial que hemos incluido en la simulación es la presencia de varios modos espaciales. Para comprobar si es precisamente la presencia de los distintos modos la que genera esa DW_1 en el infrarrojo, como sospechamos, utilizamos un modelo de propagación unidimensional 1D+1.

Un modelo de estas características asume que la estructura espacial del haz no cambia durante la propagación, por lo que solo tiene en cuenta un único modo espacial, el modo espacial inicial. La comparación entre estos modelos (2D+1 y 1D+1) nos indicará qué papel juega el resto de modos espaciales. En ambos modelos mantenemos desactivada la ionización y propagamos en la *HCF* el mismo modo espacial alto (EH_{13}). La figura 6.7 muestra la evolución de la estructura temporal (arriba izquierda) y espectral (arriba derecha) en eje durante su propagación de la *HCF* según el modelo 1D+1. Adicionalmente, en la figura 6.7c mostramos la evolución del espectro en escala logarítmica. Los parámetros de la simulación son los mismos que los de la figura 6.1. Como se puede ver, la estructura temporal y espectral en eje obtenida en la propagación 1D+1 es muy parecida a la 2D+1 (Fig. 6.6). Este parecido indica que el modo inicial (EH_{13}) es el que lleva el principal peso energético de la compresión temporal. Sin embargo existen diferencias que indican que el proceso es multimodal. Las mayores diferencias las encontramos en la formación de las *DWs*, tanto en la región *UV* (DW), como en la zona del infrarrojo medio (DW_1). Primero analizamos las ondas dispersivas ubicadas en la zona *UV*. En la figura 6.3 podemos apreciar que estas estructuras se forman aproximadamente desde los 75 cm de longitud de *HCF*, presentando forma de peine. Por el contrario, en un modelo unidimensional (Fig. 6.7b) la *DW* solo presenta una estructura única. Esa única estructura es la *DW* producida desde el solitón a la zona de dispersión normal del modo EH_{13} . El resto del peine de *DWs* que aparece en la zona del *UV* en la simulación 2D+1 se corresponde con las *DWs* producidas desde el solitón a la zona de dispersión normal de modos espaciales superiores (EH_{14} , EH_{15} , etc.). En cuanto a la DW_1 de la región del IR-medio, en la figura 6.7c se puede apreciar que la DW_1 de la figura 6.6c no existe, lo que indica que las *DWs* en el infrarrojo provienen de la transferencia de energía del solitón a otros modos espaciales, en particular a los modos espaciales bajos (EH_{12} en nuestro caso). En todos los casos en los que acoplamos la luz a un modo alto de la fibra se abre un nuevo escenario de generación de ondas dispersivas porque presentarían una condición de acuerdo de fase (*phase matching*) diferente. El espectro generando en estos casos tiene un gran contenido espectral, con frecuencias en la zona de los azules en el visible hasta frecuencias bien dentro del infrarrojo medio.

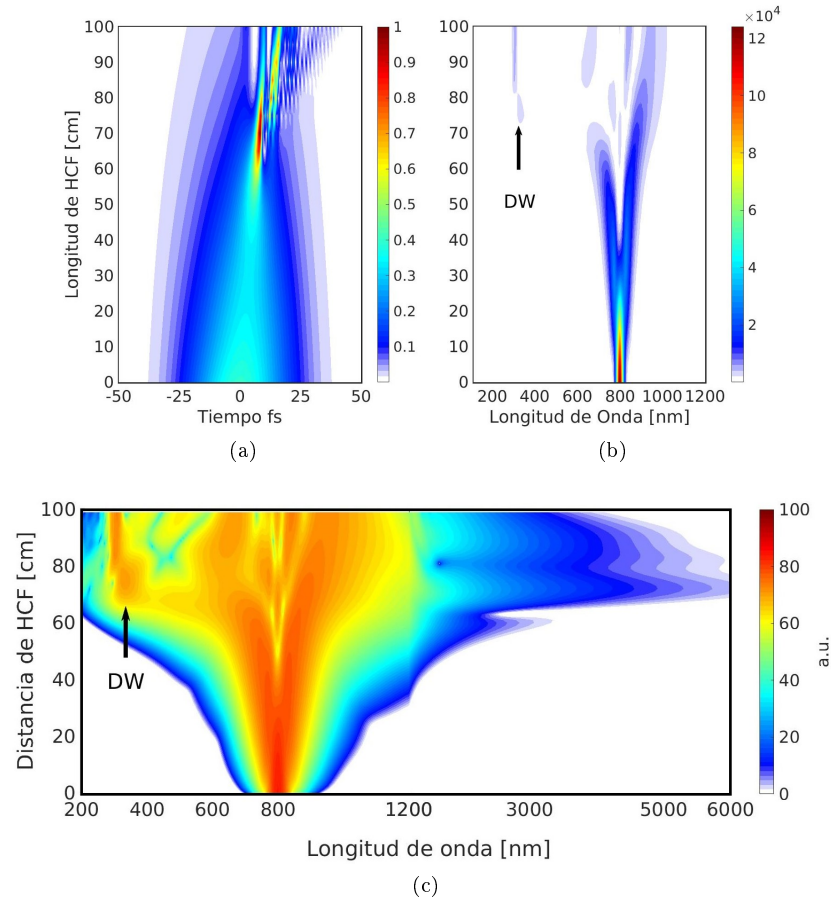


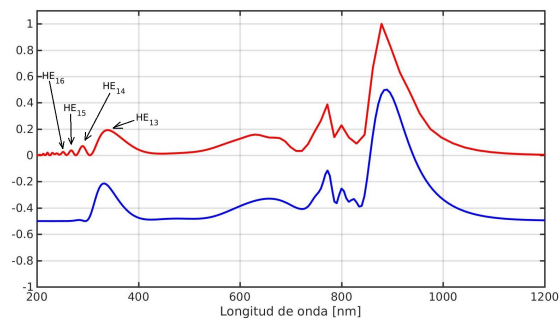
Figura 6.7: Evolución de la estructura temporal (superior izquierda) y espectral (superior derecha) durante la propagación de un pulso prescindiendo de su distribución espacial (modelo 1D+1). Los parámetros son los mismos de la figura 5.4 (energía de $75 \mu J$, 1 bar de presión de argón, t_p de 35 fs). La gráfica inferior representa la evolución del espectro durante la propagación, en un rango espectral mayor y en escala logarítmica.

En la figura 6.8 hacemos una comparación de la estructura espectral del pulso a 75 cm entre los modelos 1D+1 (azul) y 2D+1 (rojo), para los mismos parámetros de las figuras 6.6 y 6.7. Esta comparación nos permite identificar más fácilmente los aspectos espectrales que tienen carácter multimodal. La figura 6.8a muestra la propagación en el dominio espectral, en que se representa una amplia ventana espectral (abscisas) que va desde los 200 nm a los 1200 nm. Entre los 200 nm y 400 nm de longitud de onda se puede ver que el modelo 2D+1 presenta picos secundarios cuya intensidad se van atenuando en las longitudes de onda más cortas. Podemos identificar estos picos como los modos altos EH_{13} ,

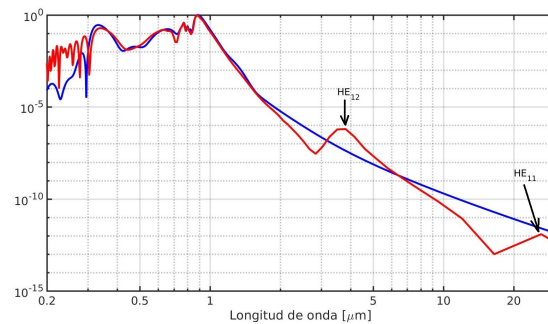
EH_{14} , etc. El modelo 1D+1, sin embargo, no los presenta.

La figura 6.8b muestra la misma propagación pero con una mayor ventana espectral. Los ejes de ordenadas (intensidad) y el de abscisas (longitudes de onda) están en escala logarítmica con el fin de observar los modos EH_{11} y EH_{12} (marcadas con una flecha en la figura), cuyas intensidades son demasiado bajas como para ser visualizadas en una escala lineal. Los picos que corresponden a estos modos no existen en el modelo 1D+1, lo que confirmaría que la dinámica es multimodal.

En la bibliografía se ha identificado *DWs* similares en la región del *IR medio*, aunque en diferentes tipos de guías de onda ya sea en *PCF* o fibra óptica [7, 13]



(a)



(b)

Campo	
— $I(t)$ 1D+1 sin ionización	— $I(t)$ modelo 2D+1 sin ionización

Figura 6.8: Comparación entre modelos de propagación, unidimensional (azul), y bidimensional (rojo). En los dos casos la fibra hueca tiene una longitud de 75 cm. La figura 6.8a corresponde a la distribución espectral. La figura 6.8b también corresponde a la misma distribución espectral, pero con un rango espectral mucho mayor, además de estar en escala logarítmica.

Queda claro que, aunque la contribución de los modos espaciales distintos

al inicial no es grande, tiene relevancia para explicar algunos de los resultados que hemos obtenido. Conviene entonces ver con más detalle cómo se comportan los distintos modos espaciales durante la propagación. La figura 6.9 muestra la distribución de la intensidad temporal en eje de los seis primeros modos espaciales. Las gráficas corresponden a seis distancias dentro de la fibra hueca (en el inicio, a 20 cm, 40 cm, 60 cm, 80 cm y a 100 cm). Al inicio de la fibra, en $z = 0$ cm, solo se puede apreciar el modo al que acoplamos la luz inicialmente (el modo EH_{13} , en negro). Para el caso $z = 20$ cm (arriba derecha) vemos que han aparecido nuevos modos que comienzan a adelantarse o retrasarse entre ellos, debido a que cada modo se propaga a una velocidad de grupo diferente (*walk-off* entre modos): EH_{15} (celeste) y EH_{16} (morado) se retrasan, mientras que EH_{11} (azul) y EH_{12} (rojo) se adelantan. Todavía no hemos llegado al punto óptimo de auto-compresión, por lo que todos los modos tienen una duración temporal grande. A $z = 40$ cm (medio, izquierda), los modos distintos al inicial continúan separándose: el EH_{11} y EH_{12} adelantándose y los restantes retrasándose, formando pulsos satélites. A partir de la imagen que corresponde a $z = 60$ cm vemos que la auto-compresión es ya importante. Además de los pulsos satélites que se han ido formando, y que se siguen separando del pulso asociado al modo principal, vemos que aparece una nueva estructura en todos los modos que va perfectamente sincronizada con el modo principal, como si hubiesen quedado atrapados por éste. Esta otra componente de los modos, que se propaga a la misma velocidad de grupo que el modo principal, tiene en todo momento su misma estructura temporal, y le acompaña durante todo el proceso de auto-compresión. De alguna manera, esta segunda componente del resto de modos "viste" al modo principal durante la auto-compresión. Lo que estaríamos observando es un solitón multimodal, un solitón compuesto por varios modos espaciales, en el que uno de los modos lleva casi toda la energía y el resto se dedica a "vestirlo" y apoyar la dinámica del modo principal. Toda la transferencia de energía entre los diferentes modos para generar todas las ondas dispersivas ocurre entre estas componentes de los modos. A este tipo de solitón lo hemos llamado "solitón vestido espacio-temporalmente".

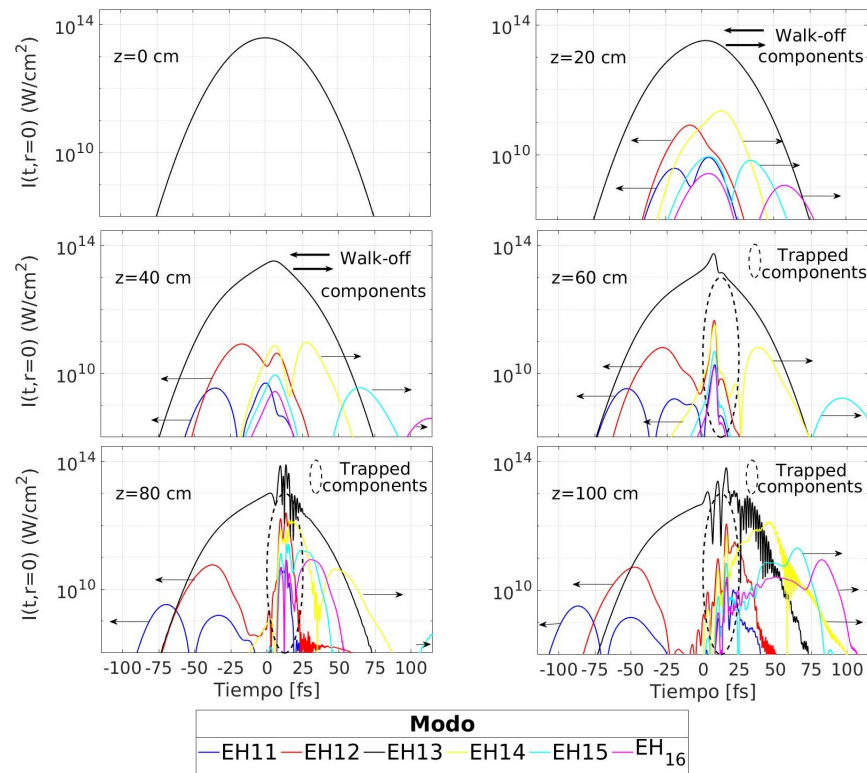


Figura 6.9: Evaluación de la estructura temporal de la intensidad de los primeros ocho modos espaciales, a diferentes distancias dentro la fibra hueca. La intensidad se muestra en escala logarítmica y los parámetros de la simulación son los mismos de la figura 5.4 (cap. anterior). Se aprecia la aparición de nuevos modos durante la propagación que presentan dos tipos de componentes: unas que se retrasan o adelantan con respecto al modo principal y otras que quedan atrapadas por éste y le acompañan (visten) durante la auto-compresión. [1]

Todo este proceso de transferencia de energía e interacción no lineal entre los modos de apoyo y el principal explicarían las diferencias entre los modelos 2D+1 y el 1D+1. Conviene remarcar que ésta no es la primera vez que se observan solitones multimodales. Wright y colaboradores [14] fueron los primeros en confirmar experimentalmente su existencia. Ellos usaron pulsos de 500 fs, con una longitud de onda de 1550 nm, provenientes de un láser de fibra óptica dopada con erbio. Los pulsos fueron introducidos en una fibra GRIN con un radio de $62,5\mu\text{m}$ y una longitud de 50 cm. Wright y colaboradores definen al solitón multimodo (*MM*) como aquellos pulsos sin dispersión cuya energía es distribuida sobre múltiples modos espaciales. Nosotros, sin embargo, hemos encontrado un solitón en el que participan varios modos espaciales pero siendo uno de ellos (un modo alto) el que presenta una mayor contribución que el

resto.

La observación experimental realizada por Wright y colaboradores se apoya en el hecho de que para formar un solitón multimodo es necesario invertir mayor energía que en el caso de un solitón monomodo. La energía de un solitón monomodo está dada por la ecuación [14]:

$$E_p = \frac{|\beta_2| R_g^2 \lambda_0}{n_2 \tau} \quad (6.1.1)$$

donde E_p es la energía, τ es la duración temporal, λ_0 es la longitud de onda central, n_2 es el índice de refracción no lineal del medio y R_g es la dimensión espacial, o el “waist”, del modo espacial. La ecuación 6.1.1 no es más que una ecuación de equilibrio entre la *GVD* y el *SPM* del modo. Wright considera que para formar un solitón multimodo es necesario que la fase no lineal sea mayor que la de un solitón monomodo para una determinada duración temporal τ . Por lo tanto, la energía necesaria para formar un solitón multimodo debe ser mayor que la energía de un solitón monomodo.

En nuestro caso, la energía necesaria para formar un solitón monomodo, utilizando el modo EH_{13} , esta sujeta a los siguientes parámetros: el índice de refracción del argón es $n_0 = 1,000261$, el índice del recubrimiento $n_{cl} = 1,453317$ y el índice no lineal $n_{NL} = 1,74 \times 10^{-5} \text{ mm}^2 \text{ fs/mJ}$, y $\tau = 35 \text{ fs}$ (*FWHM*). La dispersión de velocidad de grupo del modo EH_{13} es $\beta_2^{EH_{13}} = -5,534503 \times 10^{-2} \text{ fs}^2/\text{mm}$. Calculando la energía tenemos: $E_p^{EH_{13}} = 1,6 \mu\text{J}$. El siguiente paso es medir la energía del pulso en la posición de la fibra hueca donde se presenta el solitón ($z = 70 \text{ cm}$), esto en la simulación 2D+1. En esta posición, la energía es menor a la entrante ($75 \mu\text{J}$) debido principalmente a las pérdidas, el valor medido es de $35 \mu\text{J}$, que es sustancialmente mayor que la energía requerida para formar un solitón monomodo (aproximadamente 22 veces mayor). Esta comparación energética entre modelos, unidimensional y bidimensional, muestran claramente que el solitón tiene un carácter multimodal.

6.2. Conclusiones

Las consideraciones anteriores demostrarían que, a pesar de que los modelos unidimensional y bidimensional son muy parecidos en la formación de la auto-compresión, hay matices que solo se pueden explicar por el carácter multimodal de la propagación. Ha quedado demostrado que la formación del solitón, en la parte final del proceso de auto-compresión, se da para una mezcla de modos espaciales. Aunque el modo inicial (el modo EH_{13} en nuestro caso) es, con diferencia, el que más contribuye en la mezcla, el resto de modos espaciales que le acompañan, que le visten, añaden una serie de matices que no aparecerían sin ellos. Por ese motivo, a este solitón multimodo lo hemos denominado solitón espacio-temporalmente vestido. Quizá la característica más interesante del solitón espacio-temporalmente vestido son las ondas dispersivas que lo forman. Además de la *DW* estándar en el ultravioleta, aparecen otras similares asociadas precisamente a la presencia de otros modos espaciales. Y, aún más

interesante, aparecen nuevas DW en la zona del infrarrojo por la transferencia de energía hacia modos espaciales de menor orden que el inicial, lo que abre una nueva vía para generar DW s en esta región espectral. Hemos comprobado que la ionización no juega ningún papel en toda la dinámica, con lo que es la primera vez que se observan DW en el infrarrojo cuyo origen no tiene nada que ver con la ionización. Por último, merece la pena remarcar que no es la primera vez que se observan solitones multimodales, pero sí es la primera vez que se observan solitones multimodales vestidos (donde uno de los modos contribuye notablemente más que el resto). De hecho, hemos aplicado el criterio de Wright y colaboradores para comprobar si nuestro solitón vestido multimodo tiene carácter multimodal, dando un resultado positivo.

Bibliografía

- [1] B. A. López-Zubieta, E. Conejero Jarque, I. J. Sola, and J. San Roman, "Spatiotemporal-dressed optical solitons in hollow-core capillaries," *OSA Continuum* **1**, 930–938 (2018).
- [2] A. Husakou and J. Herrmann, "Soliton-effect pulse compression in the single-cycle regime in broadband dielectric-coated metallic hollow waveguides," *Opt. Express* **17**, 17636–17644 (2009).
- [3] A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, "Subcycle solitonic breathers," *Phys. Rev. A* **90**, 043807-1 (2014).
- [4] R.-R. Zhao, D. Wang, Y. Zhao, Y.-X. Leng, and R.-X. Li, "Self-compression of 1.8- μm pulses in gas-filled hollow-core fibers," *Chinese Physics B* **26**, 104206-1 (2017).
- [5] J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahms, et al. "High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres," *Nat. Photonics* **13**, 547–554 (2019).
- [6] M. Chemnitz, C. M. Gebhardt, C. Gaida, F. Stutzki, J. Kobelke, J. Limpert, A. Tünnermann and M. A. Schmidt. "Hybrid soliton dynamics in liquid-core fibres," *Nat. Commun* **8**, 1-8(2017).
- [7] F. Tani, J. C. Travers, and P. St.J. Russell, "Multimode ultrafast nonlinear optics in optical waveguides: numerical modeling and experiments in kagome photonic-crystal fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 311-320 (2014).
- [8] J. C. Travers, W. Chang, J. Nold, N. Y. Joly, and P. St. J. Russell, "Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, A11-A26 (2011).
- [9] F. Poletti and P. Horak, "Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers," *Opt. Express* **17**, 6134–6147 (2009).
- [10] C. M. Heyl, H. Coudert-Alteirac, M. Miranda, M. Louisy, K. Kovacs, V. Tosa, E. Balogh, K. Varjú, A. L'Huillier, A. Couairon, and C. L. Arnold, "Scale-invariant nonlinear optics in gases," *Optica* **3**, 75-81 (2016)

- [11] D. Novoa, M. Cassataro, J.C. Travers, and P.St.J. Russell, “Photoionization-Induced Emission of Tunable Few-Cycle Midinfrared Dispersive Waves in Gas-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibers,” *Phys. Rev. Lett.* **115**, 033901 (2015).
- [12] F. Köttig, D. Novoa, F. Tani, M. C. Günendi, M. Cassataro, J. C. Travers and P.St. J. Russell, “Mid-infrared dispersive wave generation in gas-filled photonic crystal fibre by transient ionization-driven changes in dispersion,” *Nat Commun* **8**, 813 (2017).
- [13] Frederik Böhle, Martin Kretschmar, Aurélie Jullien, Máté Kovács, Miguel Miranda, Rosa Romero, Helder Crespo, Uwe Morgner, Peter Simon, Rodrigo Lopez-Martens and Tamas Nagy, “Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers,” *Laser Phys. Lett.* **11**, 095401 (2014)
- [14] L. G. Wright, W. H. Renninger, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, “Spatiotemporal dynamics of multimode optical solitons,” *Opt. Express* **23**, 3492–3506 (2015).

Parte III

Estudios experimentales

Capítulo 7

Estudios experimentales

Una vez desarrollados los modelos y simulaciones teóricas, el siguiente paso es realizar los estudios experimentales que permitan confirmar algunas de las hipótesis planteadas en los capítulos anteriores. En el presente capítulo describiremos los experimentos que fueron desarrollados para confirmar algunos de los resultados teóricos planteados. El objetivo inicial de la parte experimental de la tesis pretendía validar todos los resultados teóricos pero la disponibilidad de material limitó los casos de estudio. Por ejemplo, para estudiar el régimen de auto-compresión en el caso de modos diferentes al fundamental es necesario inyectar dichos modos en la entrada de la fibra. Esto requiere el empleo de elementos ópticos especiales para modelar la forma del haz de entrada pero no se logró disponer de dichos elementos al cierre del presente trabajo. Por lo tanto, en la práctica nos concentramos en aquellos casos que se podían realizar en el laboratorio. En particular, nos hemos centrado en el estudio de la dinámica de la transferencia de energía desde el modo espacial fundamental (EH_{11}) a los modos superiores cuando la luz se propaga en un régimen de muy alta no linealidad. Hemos observado que, tanto espectral como temporalmente, el haz adquiere una estructura que indica la generación de órdenes superiores durante la propagación.

El presente capítulo está dividido en 4 secciones. En la primera sección (7.1), describiremos los materiales y métodos empleados. Ello incluye las características especiales de los equipos utilizados, además de efectuar una introducción a las técnicas experimentales que fueron utilizadas para caracterizar y procesar los datos experimentales. En la siguiente sección (7.2) se comenta la integración de estos materiales y equipos conformando el montaje experimental empleado. La sección 7.3 tratará sobre los resultados experimentales obtenidos, que serán discutidos y comparados con simulaciones teóricas con el fin de confirmar si realmente hay transferencia energética del modo fundamental a modos altos. La cuarta y última sección (7.4) presentará las conclusiones.

7.1. Material y métodos

En la presente sección describiremos brevemente los equipos y materiales empleados a lo largo de los experimentos. En primer lugar, se comienza con el sistema láser, sus características y estructura. A continuación, se presentan los diversos equipos de análisis espectral. Proseguiremos con la descripción de la técnica de caracterización temporal usada, en nuestro caso la denominada *d-scan* [1] en su versión *self-calibrating d-scan* [2], que es capaz de reconstruir pulsos con duraciones desde algunos femtosegundos hasta centenares de ellos, y que empleamos para analizar la estructura temporal en diversos puntos espaciales del haz. Una vez presentados los materiales y técnicas de análisis, pasaremos a mostrar el montaje experimental empleado.

Todos los equipos y materiales pertenecen al laboratorio láser del grupo de investigación “Aplicaciones del Láser y Fotónica”, ALF-USAL¹, ubicado en el edificio Trilingüe de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Salamanca.

7.1.1. Fuente láser

La fuente de luz utilizada en estos experimentos es un láser pulsado y amplificado de Ti:Zafiro, modelo *Spitfire* de *Spectra Physics*. El primer elemento del sistema es un oscilador de Ti:Zafiro pulsado en régimen de bloqueo de modos (*mode locking*) activo que emite pulsos con duraciones ya en el rango de los fs. En nuestro caso se trata de un oscilador modelo *Tsunami* de *Spectra Physics*, bombeado por un láser de Nd doblado de frecuencia modelo *Millenia*, también de *Spectra Physics*. El oscilador emite pulsos de 90 fs de duración a una tasa de repetición de algo más de 80 MHz y con una potencia promedio de 0,8 W. Estos pulsos, aunque muy breves, no disponen de la energía suficiente como para inducir la propagación no lineal en el régimen estudiado en esta memoria. Por lo tanto, es necesario amplificarlos. Sin embargo, una amplificación directa de los pulsos, por ejemplo pasándolos por un cristal de Ti:Zafiro bombeado que trabajase como amplificador, podría ser catastrófica para el sistema, dado que los pulsos alcanzarían dentro de él potencias muy altas, que podrían dañar sus elementos ópticos. Para resolver el problema de la amplificación de estos pulsos tan extraordinariamente cortos en 1984 se presentó la técnica *Chirp Pulse Amplification, CPA* (figura 7.1) [3]. Dicha técnica se basa en aumentar la duración temporal del pulso que proviene del oscilador, con lo que se reduce drásticamente la potencia pico dentro de la cadena láser y, en consecuencia, el riesgo de daño óptico. Esto se consigue mediante un estirador óptico de pulsos (*stretcher*) que, en nuestro caso, está basado en redes de difracción y hace que los pulsos pasen de los 90 fs originales a unos 100 ps (3 órdenes de magnitud). Posteriormente los pulsos son amplificados en un amplificador regenerativo con cristal de Ti:Zafiro bombeado mediante un láser de Nd doblado en frecuencia modelo *Evolution*. En el amplificador regenerativo la tasa de repetición se cambia de 80 MHz a 1 KHz mediante una célula Pockels, y la energía de los pulsos

¹<https://laser.usal.es/>

aumenta al rango de 0,5 – 1 mJ. A continuación, los pulsos son recomprimidos mediante un compresor óptico, devolviéndolos en nuestro caso al nivel del centenar de fs de duración, pero ya con energías lo suficientemente altas como para inducir diversos tipos de interacciones no lineales entre la luz y la materia. La técnica *Chirp Pulse Amplification*, *CPA* ha tenido un gran impacto por sus numerosas aplicaciones en ciencia y tecnología, lo que la hizo merecedora del premio Nobel de Física 2018 [3].

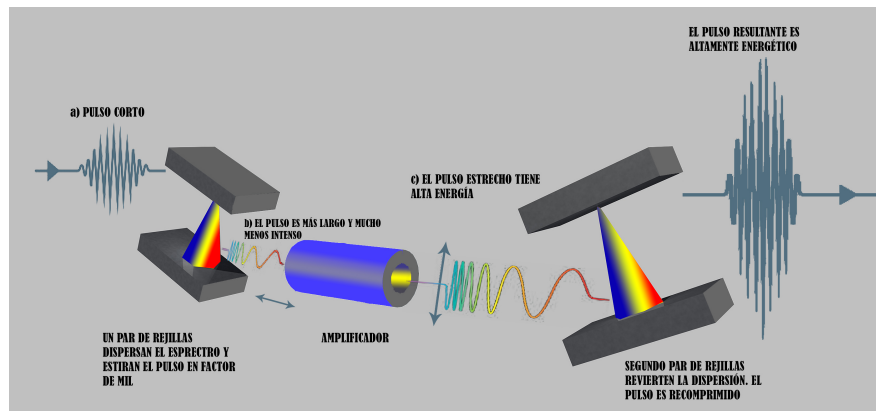


Figura 7.1: Esquema de la técnica de amplificación de la intensidad de un pulso láser denominada *Chirp Pulse Amplification*, *CPA*. En una primera etapa el pulso corto es estirado temporalmente por medio de redes de difracción que introducen *chirp*. En la segunda etapa el pulso es amplificado. Seguidamente, es recomprimido por un sistema de redes de difracción que compensan el *chirp* introducido. El resultado final es un pulso altamente energético además de ultracorto.

El sistema láser que se ha empleado dispone de dos salidas de haz. La primera es la salida directa del haz amplificado en el amplificador regenerativo y comprimido, emitiendo pulsos de hasta 0,6 mJ de energía y con una tasa de repetición de 1 KHz. Los pulsos presentan una duración temporal de 120 fs de *FWHM* tras la compresión.

Para la segunda salida, algunos de los pulsos que salen del amplificador regenerativo (1 de cada 100) son derivados a un segundo amplificador, esta vez del tipo multipaso, en el que pasa por dos cristales de Ti:Zafiro bombeados por un láser de *Nd* doblado modelo *Quanta Ray*. La energía de los pulsos es elevada, nominalmente hasta 50 mJ, aunque en el momento de la realización de los experimentos ésta presentó un máximo de 10 mJ debido a que el láser de bombeo del amplificador multipaso había bajado en su nivel de potencia emitida de 6 W a 4 W. La tasa de repetición de la emisión es de 10 Hz y la duración de los pulsos también es de 120 fs de *FWHM*, como en la otra salida del haz. De las dos salidas, hemos utilizado principalmente la segunda, debido a que puede llegar a energías más altas y, en consecuencia, a regímenes de mayor

no linealidad.

La figura 7.2 es la reconstrucción completa de un pulso emitido por el sistema, obtenida con un *SPIDER* [4] en otros experimentos del grupo de investigación diferentes a los de la presente memoria. Se observa una clara estructura de pulsos satélites tras el pulso principal (figura 7.2b) debida a una importante componente de tercer orden (*TOD*) remanente en la fase espectral del pulso (figura 7.2a). Se intentó corregir esta fase remanente, aunque no fue posible reducirla debido a que el proceso involucraba cambios estructurales en la cadena de amplificación. En principio, esto podría afectar la estructura temporal de los pulsos salientes después de la propagación no lineal. Sin embargo, este fenómeno no afecta sensiblemente al estudio que se realiza en esta parte del trabajo, que es la transferencia energética entre modos, con lo que se estima que no habrá un gran impacto en los resultados.

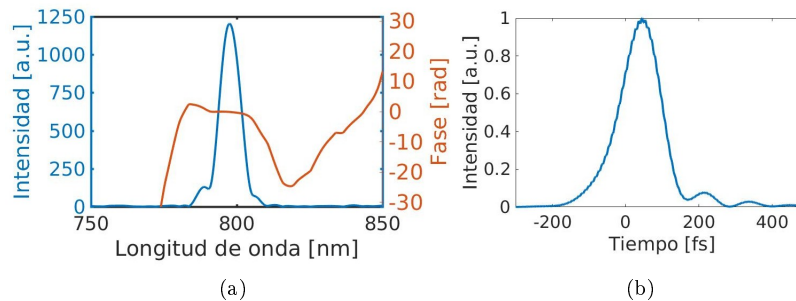


Figura 7.2: La figura 7.2a muestra la reconstrucción de los pulsos del sistema láser utilizado en este trabajo, obtenida con un *SPIDER*. La figura 7.2b es la reconstrucción del pulso en el espacio temporal. En él se puede observar un tren de pulsos satélites tras el pulso principal, los cuales son el resultado de componentes de tercer orden (*TOD*) que están presentes en la fase espectral del pulso que proviene del láser.

7.1.2. Equipo de diagnóstico espectral

A lo largo de los experimentos se ha empleado una serie de sistemas de diagnósticos espectrales. Por una parte, hay un grupo de espectrómetros que se ha utilizado para analizar el espectro del haz fundamental, tanto antes como después de la propagación por la *HCF*. Por otra, otro tipo de espectrómetro ha sido empleado para analizar el espectro del segundo armónico de la radiación láser, necesario para el diagnóstico temporal de los pulsos mediante la técnica *d-scan* empleada.

7.1.2.1. Espectrómetros para la medida de los espectros fundamentales

Se han empleado varios espectrómetros para la caracterización espectral de la radiación fundamental los pulsos láser (tabla 7.1). Un primer espectrómetro mide en el rango de 700 nm a 890 nm, con una resolución de alrededor de 0,2 nm, mientras que el segundo tiene un mayor rango de medición, entre 300 y 1100 nm, con una resolución sobre 0,8 nm. Se usó el primer espectrómetro en los casos en los que el espectro estaba en torno a 800 nm y no era tan ancho como para superar el rango espectral de medida del aparato cambiando al segundo en aquellas situaciones en las que el ensanchamiento espectral era mayor. Por otra parte, se ha empleado un modelo diferente de espectrómetros para medir la dependencia espacial de los espectros a la salida de la HCF. Se trata de un tipo de espectrómetro denominado *imaging*, que tiene la característica de poder medir en dos dimensiones. En la primera, dada por el plano en el que las redes de difracción separan las diversas frecuencias, resuelve el espectro y en la segunda, ortogonal a la anterior, se forma la imagen de la rendija de entrada (por lo tanto, corresponde a la coordenada espacial). El espectrómetro *imaging* que se ha empleado es del tipo Czerny-Turner [5]. La luz entra por la rendija de entrada y un espejo cóncavo colima el haz, que incide sobre la red de difracción, donde se separan angularmente las componentes espectrales de la luz. Ésta llega a un segundo espejo cóncavo, que la enfoca. En el plano donde se forma la imagen de la rendija de entrada (en diferentes posiciones laterales para las diferentes frecuencias debido a la dispersión angular introducida por la red de difracción) se coloca una cámara CCD de *InGaAs*, (modelo CCD iDus de la marca Andor).

Espectrómetro	Modelo	rango [nm]	rendija[μm]
Avantes	AvaSpec-2048-2-SPU	700-900	10
Avantes	AvaSpec-2048- SPU2	279-1100	10
Czerny-Turner	Shamrock500i	250-900	variable (100-200)

Tabla 7.1: Listado de los espectrómetros empleados en la caracterización del haz antes como después del ingreso en la HCF, junto a algunas características técnicas.

7.1.2.2. Espectrómetro para la medida de los espectros de segundo armónico

Como la longitud de onda fundamental del haz está en la región alrededor de 800 nm, su segundo armónico se encontrará en la región espectral en torno a los 400 nm. Esto es relevante ya que la técnica de diagnóstico temporal que se ha empleado en los experimentos, comentada en la siguiente sección, usa dicho segundo armónico. Por lo tanto, se debe disponer de un sistema de caracterización del espectro en esa región espectral. De los espectrómetros ya comentados,

el modelo AvaSpec-2048-SPU2 abarca dichas longitudes de ondas, además de la región de 800 nm. Sin embargo, para efectuar correctamente la reconstrucción temporal de los pulsos es preferible disponer de una mayor resolución espectral. Por lo tanto, se ha empleado un espectrómetro específico para dichas medidas (tabla 7.2).

Espectrómetro	Modelo	rango [nm]	red de difracción [l/mm]	Resolución [nm]
Ocean Optics	HR4000	240-465	1220	0,4

Tabla 7.2: Espectrómetro utilizado en la caracterización del segundo armónico del haz, junto a algunas características técnicas

7.1.3. Diagnóstico temporal: *d-scan*

La técnica *dispersion-scan* (*d-scan*) [1, 6, 7] es un método para medir la estructura temporal completa de pulsos ultracortos. Aprovecha el hecho de que cuando la luz experimenta una interacción no lineal con la materia, el espectro resultante (por ejemplo, segundo armónico, tercer armónico, etc.) depende de la fase espectral y, en consecuencia, de la estructura temporal del dicho pulso inicial. La técnica consiste en introducir cierta cantidad de dispersión en el pulso de manera controlada, para luego usar el pulso obtenido para activar un proceso no lineal (generar segundo armónico, por ejemplo). El conjunto de espectros adquiridos para las diversas dispersiones empleadas constituyen lo que se denomina una traza *d-scan*, una matriz de datos en dos dimensiones: frecuencias del espectro no lineal y valores de dispersión introducidos. Dicha traza contiene información sobre la fase espectral de los pulsos a caracterizar que puede ser recuperada usando distintos algoritmos de reconstrucción [2, 8].

Un algoritmo de reconstrucción iterativo [9, 10] trata la fase a reconstruir como una variable desconocida de múltiples parámetros, mientras que se considera como módulo de la amplitud espectral la medida experimentalmente (la raíz cuadrada del espectro experimental del pulso). El algoritmo de reconstrucción se inicia asignando una fase espectral aleatoria, que simula una traza *d-scan* y entra en un ciclo de corrección y comparación con la traza experimental, alterando el valor de la fase espectral reconstruida hasta lograr una convergencia establecida. De esta forma se extrae la fase espectral original del pulso. Mediante su transformada de Fourier se obtiene la evolución temporal de los pulsos ultracortos. En el caso de pulsos de pocos ciclos ópticos (duraciones inferiores a 10 fs para longitud de onda central de 800 nm) se emplea un par de cuñas de un material dispersivo para introducir dispersión positiva. Variando la inserción de las cuñas se cambia la cantidad de material que atraviesa la luz y, por lo tanto, la dispersión que adquiere el pulso. En el rango espectral de 800 nm los materiales transparentes suelen presentar comúnmente dispersión positiva. Normalmente en una medida *d-scan* suele ser necesario disponer de valores de dispersión conocidas tanto positiva como negativa alrededor del

punto máximo de compresión para obtener una buena reconstrucción (aunque recientemente se ha demostrado que el conocer los valores de dispersión no es algo absolutamente necesario [2]). Por ello, para poder cubrir valores de dispersión negativa se emplea una sobrecorrección de dispersión negativa (por ejemplo, empleando espejos multicapa que introduzcan *chirp*). Al insertar las cuñas se irá añadiendo dispersión positiva que compensará e incluso superará la negativa de los espejos, por lo que se podrá barrer ambos signos de dispersión alrededor del punto máximo de compresión.

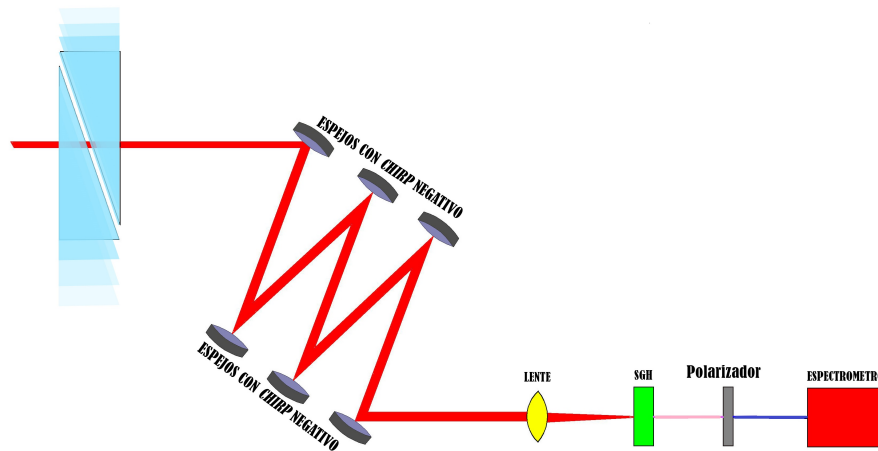


Figura 7.3: Esquema de un montaje *d-scan* clásico. La dispersión se introduce entre los espejos con *chirp* y las cuñas. La traza *d-scan* se construye midiendo el espectro de segundo armónico (SHG) generado por el pulsos para cada posición de las cuñas (por el pulso modificado por un valor de dispersión concreto) [7].

Esta técnica está muy bien adaptada para caracterizar pulsos ultra-cortos de muy pocos ciclos ópticos [2, 7, 11, 12]. No obstante, el montaje basado en cuñas encuentra dificultades para caracterizar pulsos de poco contenido espectral debido a que no introduce la variación de fase necesaria para efectuar el adecuado barrido de dispersión. En estos casos se debe sustituir el conjunto de espejos con *chirp* y cuñas de material por otro sistema óptico que permita introducir la fase necesaria (típicamente un compresor, como los basados en prismas o redes de difracción). Este es el caso en nuestros experimentos, ya que los pulsos que se van a obtener tras la *HCF* presentarán un contenido espectral, relativamente pequeño para experimentar un rango relevante de dispersión durante el movimiento de las cuñas. Por lo tanto, fue necesario diseñar e implementar un compresor de prismas (figura 7.5), de forma que introdujese suficiente dispersión positiva y negativa alrededor de las condiciones de compresión máxima del pulso. Sin embargo, los algoritmos clásicos de reconstrucción de la traza *d-scan* necesitan conocer el incremento de dispersión que hay de paso a paso del barrido [1, 6], algo que es complicado de saber experimentalmente en el

compresor de prismas implementado. Para solucionar este problema se empleó la técnica llamada “*self-calibrating d-scan*” [8], desarrollada por el grupo ALF-USAL en colaboración con la Universidad de Oporto (Portugal). Dicha técnica se basa en un algoritmo de optimización que recupera numéricamente no solo la fase espectral del pulso, sino también la dispersión introducida en cada paso del barrido (de ahí el término *self-calibrating*). Las principales ventajas de la técnica *self-calibrating d-scan* son:

1. Permite calibrar el sistema de barrido de dispersión, en este caso el compresor de prismas.
2. Permite emplear la técnica a cualquier láser *CPA* siempre que su última etapa de compresión sea un sistema de barrido, algo habitual en este tipo de láseres. Ello permite caracterizar cualquier gama de fuentes ultrarrápidas, desde los fs hasta los ps, superando los límites de la técnica clásica de cuñas de vidrio. En el caso particular de los experimentos efectuados en el presente trabajo la técnica permite el empleo del compresor de prismas sin necesidad de conocer la dispersión que introduce cada paso.
3. Permite efectuar medidas *d-scan* en la zona del experimento (por ejemplo, donde interactúa la luz con un cierto material), teniendo en cuenta la dispersión de todos los elementos por los que pasa la luz.

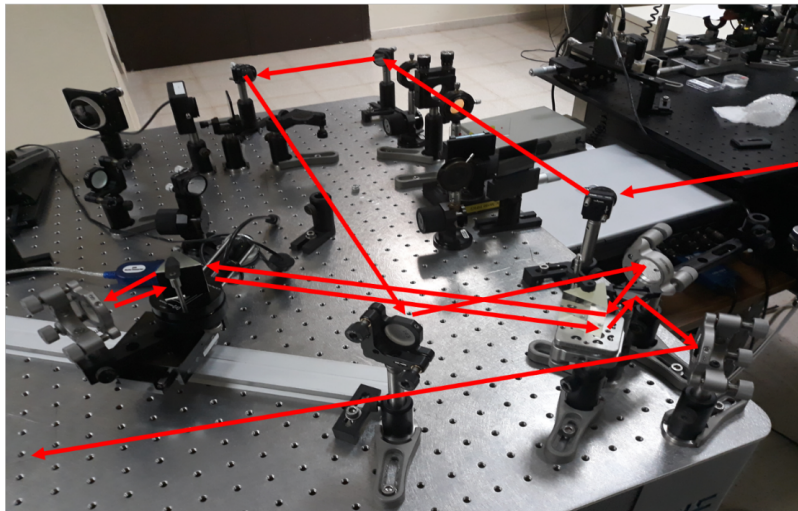


Figura 7.4: Fotografía del compresor empleado en el *self-calibrating d-scan*.

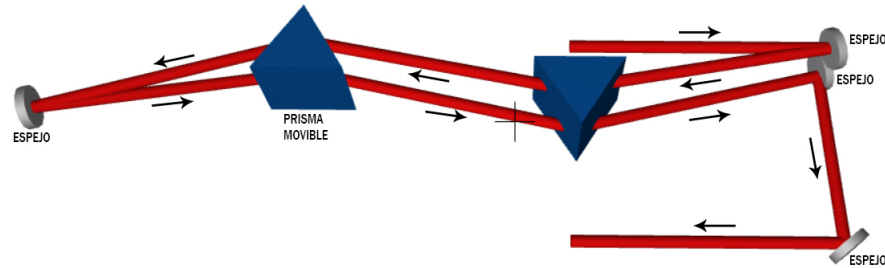


Figura 7.5: Esquema de componentes del compresor. La dirección de la flechas indica el camino que sigue la luz. El prisma izquierdo es movable con distancias predefinidas (pasos).

7.2. Montaje experimental de compresión mediante fibra hueca

El esquema experimental para la post-compresión por efecto no lineal en fibra hueca (*HCF*) que utilizamos (figura 7.6) se basa en la técnica descrita en [16]. El haz de luz láser se enfoca mediante una lente convergente, de un metro de focal, y se acopla en la *HCF*. A lo largo de los experimentos se han utilizado dos fibras huecas de vidrio, una de 40 cm y otra de 70 cm de longitud, ambas con un núcleo de $150\ \mu\text{m}$ de diámetro. Para poder controlar el tipo de gas que rellena el núcleo de la fibra hueca y su presión, ponemos la fibra hueca en un tubo metálico de 80 mm de diámetro de sección transversal y 2 m de largo (figura 7.7), con dos ventanas de sílice fundida (*fused silica*) en sus extremos, de forma que la luz pueda entrar y salir. El espesor de las ventanas es de 1 mm, con objeto de limitar la dispersión. Se extrae el gas que haya en el interior del tubo metálico mediante una bomba de vacío (de tipo *scroll*) conectada al mismo. Por una segunda conexión se introduce el gas con el que va a interactuar la luz. En los experimentos que se han efectuados se ha empleado nitrógeno, argón y neón. Las medidas experimentales que se presentan en el presente capítulo corresponden al caso del argón, dado que permitía obtener los mayores espectros, manteniendo una buena estabilidad tiro a tiro. Por motivos de seguridad se ha limitado la presión máxima en el interior del tubo a 3 bares, para evitar la rotura de las ventanas de entrada y salida del haz. En el interior de la fibra hueca, la luz interactúa no linealmente con el gas que la rellena, como se ha descrito en los anteriores capítulos, produciendo ensanchamiento espectral. Al salir de la fibra y del tubo metálico (a través de la segunda ventana), la luz es recolimada con otra lente ($f = 200\ \text{mm}$). A continuación, un sistema telescópico de tipo Galileo, que consta de una lente convergente (de $175\ \text{mm}$ de focal) y una divergente (de $100\ \text{mm}$ de focal) presenta un aumento de 0,57, para que pueda entrar sin ser cortado por los elementos ópticos posteriores, en particular en el compresor de prismas.

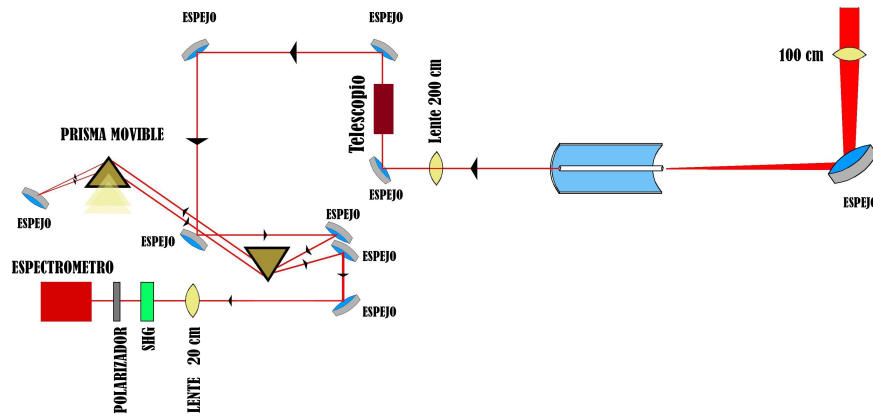


Figura 7.6: Esquema del montaje experimental. El haz láser se focaliza en la fibra hueca con una lente convergente de 100 m de focal. Después de salir de la fibra hueca pasa por una segunda lente de 200 cm de focal. Dependiendo el caso, se añade un sistema telescópico que reduce el tamaño del haz en un factor de 0,57. A continuación, el haz entra en el sistema de compresión, que consta de un par de prismas, donde uno de ellos es movable, y que es capaz de compensar la fase con la que sale el pulso de la *HCF*. Finalmente, el haz entra en la parte del montaje dedicada a la caracterización, que está compuesta de una lente que enfoca el láser en un cristal de segundo armónico (*SHG*), tras el que se pone un espectrómetro para medir el espectro de segundo armónico generado.

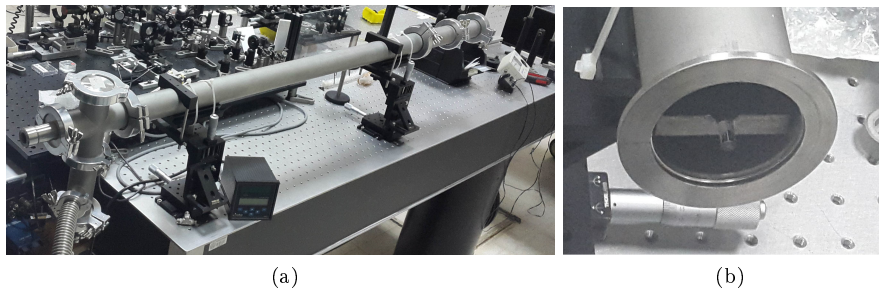


Figura 7.7: La figura superior (7.7a) muestra la cámara de presión, que consiste en un tubo que tiene un par de conexiones, la primera para la bomba de vacío, y la segunda para el gas. La figura inferior (7.7b) muestra la fibra hueca montada en el tubo.

Como el pulso que sale de la fibra hueca presenta *chirp*, generalmente positivo debido a la auto-modulación de fase (*SPM*) y a la dispersión del modo fundamental de la fibra hueca, es necesario añadirle dispersión negativa (*GVD*)

negativo) para lograr comprimir el pulso. Esto se puede lograr de diversas formas. Una de las más habituales consiste en el uso de espejos multicapa con *chirp* negativo pero, como ya hemos comentado anteriormente, desechamos esta solución porque la dispersión anómala que introducen los espejos disponibles en el laboratorio (de la casa Layertec, con rango de reflexión entre 650 nm y 950 nm, que introducen -40 fs^2 por reflexión) no es suficiente para el caso de los experimentos planteados. La única opción para efectuar el barrido en dispersión, por tanto, consistió en instalar un compresor de pulsos con suficiente rango de barrido. Merece la pena comentar que la primera opción que se desarrolló en el laboratorio consistió en construir el compresor a partir de redes de difracción holográficas de fase y volumen de 133 líneas/mm que se disponen en el laboratorio gracias a una colaboración anterior con el Grupo de Tecnología Óptica Láser de la Universidad de Zaragoza [13]. Se efectuó la prueba pero, en este caso, los resultados no fueron los ideales, en particular porque el compresor introducía demasiada dispersión negativa y, por otro lado, porque fuera de la región espectral de entre 750 nm y 850 nm la eficiencia de las mismas disminuía notablemente, distorsionando los pulsos. Finalmente optamos por implementar un compresor de prismas [14], tal y como se muestra en la figura 7.5. En esta configuración, la dispersión angular de los prismas permite introducir un *chirp* neto negativo. La cantidad de dispersión que se introduce en el pulso se controla, en nuestro montaje, mediante la traslación de uno de los dos prismas del compresor. El prisma que se pretendía mover se colocó sobre una plataforma motorizada con el que se dispuso a la vez de la compensación de la fase y el sistema de barrido en dispersión necesarios para obtener la traza *d-scan*.

El pulso saliente del compresor se enfoca por medio de un lente de 20 cm de focal sobre un cristal BBO de $20 \mu\text{m}$ de grosor, para garantizar el *phase-matching* en todo el espectro del pulso. Para filtrar la señal no lineal y bloquear la radiación fundamental remanente se empleó un polarizador lineal, ya que el proceso de generación del segundo armónico es de tipo I, de tal manera que el haz de segundo armónico y el fundamental presentan polarizaciones ortogonales. Inicialmente se había empleado filtros espectrales, pero se vio que cortaban parte del espectro de segundo armónico, por lo que se optó por la solución del polarizador. Finalmente, la señal no lineal ingresa al espectrómetro HR4000 de *Ocean Optics* por medio de una fibra óptica.

El proceso de obtención de los espectros para la traza *d-scan* se automatizan a través de un ordenador que controla el movimiento del motor de la plataforma del prisma, variando su inserción (y, por lo tanto, la dispersión introducida en el haz) y que adquiere el espectro de la señal de segundo armónico en cada posición.

7.3. Medidas experimentales

En esta parte del capítulo mostraremos los resultados experimentales, además de comparaciones con simulaciones numéricas con el modelo 2D+1 descrito en capítulos anteriores. La presente sección se divide en tres partes. En

primer lugar, se aborda la caracterización del perfil del haz que sale de la *HCF*. Posteriormente, serán mostradas las medidas espacio-espectrales, con su correspondiente comparación con las simulaciones. Para concluir, analizaremos las medidas temporales adquiridas en diversas coordenadas espaciales del haz.

7.3.1. Perfil del haz

Una vez montado el experimento, el primer paso consistió en caracterizar el perfil espacial del haz (ver figura 7.8). Las dos fotografías (tomadas a 95 cm de la boca de la *HCF*) nos muestran situaciones diferentes. La primera, fig. 7.8a, ocurre cuando la energía del pulso que acoplamos en la *HCF* es de $1,2\text{ mJ}$, con una presión de 1425 mbar de argón en la fibra hueca (cuya longitud es de 40 cm y su diámetro de $150\text{ }\mu\text{m}$). Se puede observar que la estructura del haz es homogénea, presentando una mancha central intensa. El haz presenta un halo rojo que indica que se está comenzando a formar una nueva estructura externa (que no es más que una indicación de que el haz ya es una mezcla del modo fundamental con otros modos espaciales altos de la fibra).

La otra situación ocurre cuando la energía es mayor ($2,0\text{ mJ}$), figura 7.8b, usando la misma presión que en el caso anterior (1425 mbar). Es posible apreciar la formación de una estructura anular (no completa) alrededor de una mancha central muy intensa. Esta distribución pudiera ser un indicativo de que durante la propagación no lineal en la *HCF* se ha generado modos superiores. La estructura espacial obtenida a la salida de la fibra podría corresponder a una estructura del primer modo excitado EH_{12} . El hecho que el anillo no aparezca completo de manera sistemática en todos los experimentos efectuados puede ser atribuido a pequeñas imperfecciones en el interior de la fibra.

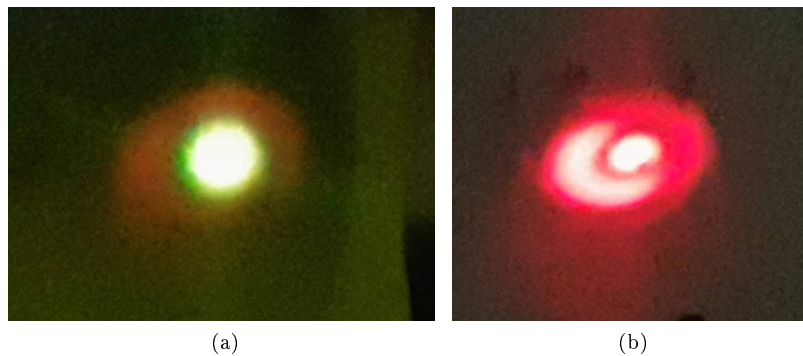


Figura 7.8: Fotos de perfiles espaciales 7.8a *Spot* con $1,2\text{ mJ}$ de energía, 7.8b con $2,0\text{ mJ}$. La primera fue tomada para las medidas espacio-espectrales (sección 7.3.2) y la segunda para las medidas temporales (sección 7.3.3).

7.3.2. Medidas espacio-espectrales

El siguiente paso consistió en efectuar medidas espectrales en diferentes coordenadas transversales del haz (medidas espacio-espectrales), con el objetivo de observar la composición espectral de las diversas zonas del haz. Para ello se empleó el espectrómetro Czerny-Turner descrito en la sección 7.1.2.1, dirigiendo el haz a la rendija de entrada. Es importante mencionar que este equipo presentó algún problema en la integración de los datos que genera. Las figuras espacio-espectrales (7.9 y 7.12) presentan una cierta inclinación que al emplearse el modo de adquisición “*stepglue*”, en el que se va barriendo en diversos rangos espectrales (las redes de difracción se mueven de un barrido al otro) y se forma una única medida ensamblando las diferentes medidas. En nuestro caso, este proceso de ensamblando no se realizó correctamente apareciendo una estructura de diente de sierra artificial en de las figuras espectrales. Durante el período de escritura de la presente memoria, acabadas las campañas de medidas, se ha descubierto que esto se debe a una inclinación de la cámara CCD, que se ha corregido para futuras medidas. A pesar de la presencia de esta estructura artificial, las medidas son interesantes desde el punto de vista cualitativo porque permite hacernos una idea de la composición espectral del halo alrededor del haz y la forma del espectro generado.

Para esta parte del estudio fueron tomadas dos series diferentes de medidas. Para una primera serie se mantuvo la presión del gas constante (argón a 1425 mbar) y se varió la energía del pulso a la entrada de la *HCF*, con el objetivo de ver el cambio en la composición espectral y la estructura espacial con la energía. La segunda serie de medidas fue tomada de forma inversa: manteniendo la energía constante (1,1 mJ) y variando la presión del gas (argón).

Tal y como se explicó al inicio del presente capítulo, todos los experimentos realizados consistieron en acoplar el haz incidente en el modo fundamental de la fibra hueca (EH_{11}). Por lo tanto, en ausencia de fenómenos no lineales importantes que alteren la estructura espacio-temporal de la luz dentro de la fibra, la propagación del haz se produce en un régimen de dispersión normal ($GVD > 0$). Conviene recordar que, tal y como se mostró en la figura 5.1 (derecha), el modo fundamental de una fibra hueca rellena de argón presenta una respuesta normal salvo para presiones de argón inferiores a unos 280 mbar. Por lo tanto, todos los casos experimentales se han realizado para unos valores de presión en el que el modo fundamental presenta una dispersión normal. La principal diferencia entre los dos barridos realizados consistirá en que en los casos en los que cambiamos la energía del pulso y mantenemos constante la presión, no cambiamos la dispersión de los modos espaciales de la fibra, tan solo modificamos la cantidad de efecto no lineal acumulado. Por el contrario, en los casos en los que cambiamos la presión del gas para una energía de pulso fija, cambiamos la dispersión de los modos junto con la no linealidad acumulada, ya que el índice de refracción no lineal es proporcional a la presión del gas. Así, en el primer caso, cuando conservamos la presión del gas, el principal fenómeno que esperamos introducir al aumentar la interacción no lineal es la migración de energía del modo fundamental a otros modos espaciales superiores, tal y

como sugieren las fotografías mostradas en la figura 7.8.

Las figuras 7.9 muestran la primera serie de medidas espacio-espectrales, con presión constante y energía variable. En todas ellas, en el eje de las abscisas está representado el espectro (longitudes de onda, en nm) y en el de las ordenadas, la dimensión transversal del haz (mm). En la figura 7.9a se muestra los datos de la energía más baja que fue tomada para esta primera parte (1,3 mJ). Se observa que el haz ya tiene un ensanchamiento en espectro importante hacia longitudes de onda menores (azules), con un máximo en los 750 nm, y un segundo pico en los 775 nm. Por otra parte, en la coordenada espacial (ordenadas) se aprecia la formación de una estructura anular, que correspondería al halo rojo que rodea la mancha central. Dicha estructura anular presenta un espectro con componentes entre 720 y 770 nm de longitud de onda, pero con la ausencia de la parte del espectro menos energética (por encima de 770 nm) que sí que aparece en la mancha central.

Seguidamente, la figura 7.9b, que corresponden a los datos de la segunda energía seleccionada (2 mJ), se aprecia que hay un aumento del ensanchamiento espectral, que ya ocupa más de 200 nm. El pico principal de la región central se mantiene en los 750 nm. Se sigue observando la estructura anular, con mayor presencia de las componentes en longitudes de onda cortas. Estos datos corresponden a la fotografía 7.8b, donde se manifiesta la estructura anular que rodea al *spot* principal, que tiene una estructura compatible con la del primer modo excitado (EH_{12}). Probablemente, para estos valores de energía y presión, una parte de la energía migró a este modo. Por último, la figura 7.9c corresponde a los datos tomados para una energía de 2,6 mJ y muestra un mayor ensanchamiento espectral con un pico principal muy marcado sobre en los 700 nm y una estructura muy modulada. La estructura anular que aparecía en los laterales de las figuras 7.9a y 7.9b, no está tan marcadamente presente para esta energía y presión, aunque se sigue observando. Da la sensación de que el modo fundamental ha recuperado prácticamente toda la energía que había cedido a otros modos.

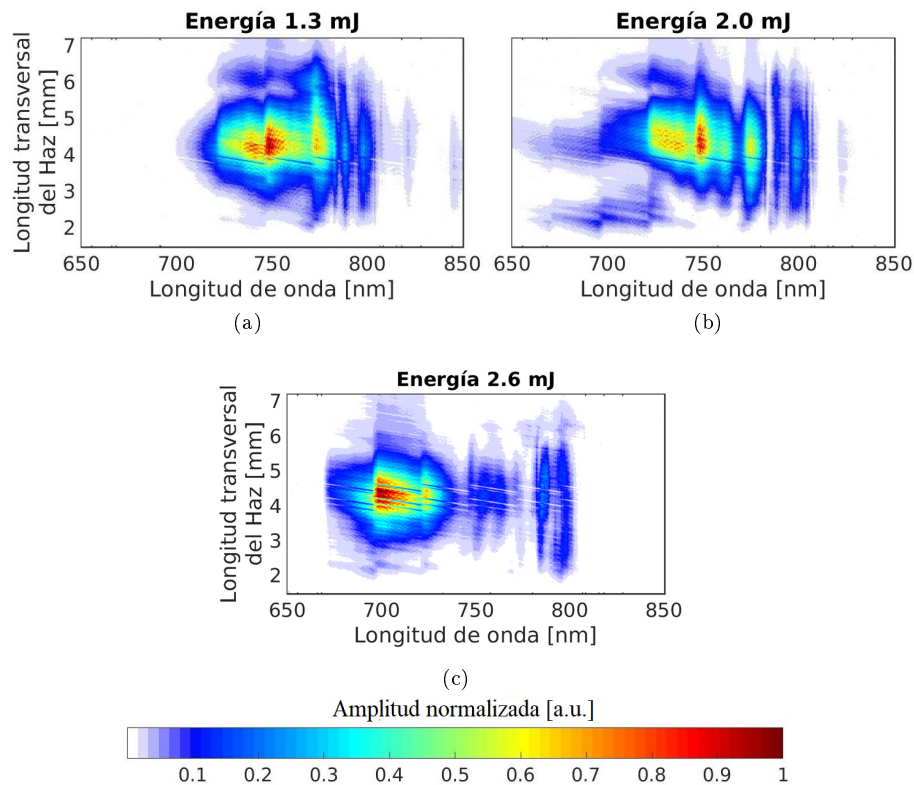


Figura 7.9: Estructura espacio-espectral a la salida de la fibra hueca llena de argón a una presión constante de 1425 mbar . La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. La energía del pulso varía desde: $1,3\text{ mJ}$, 2 mJ y $2,6\text{ mJ}$, figuras 7.9a, 7.9b y 7.9c, respectivamente.

Hemos realizado simulaciones numéricas con objeto de contrastar con los resultados experimentales obtenidos y aprovechar para averiguar si existe una dinámica de transferencia de energía entre el modo fundamental y modos superiores en un régimen de muy alta no linealidad. Una correcta comparación numérica debería tener los mismos parámetros experimentales, pero hay datos que desconocemos en el experimento, como cuánta energía hemos sido capaces de acoplar en la fibra hueca. Sabemos que suele estar entre el 40-60% de la energía incidente, dependiendo de la calidad espacial del haz. En cualquier caso, las simulaciones realizadas son de carácter cualitativo, con objeto de encontrar tendencias, no acuerdos cuantitativos.

Las simulaciones presentadas en la figura 7.10, fueron realizadas para argón, con una energía variable (0,35, 0,375, 0,40, 0,45 y 0,50 mJ), además de una presión fija de 1500 mbar , duración del pulso de 100 fs ($FWHM$) y 50 cm (la fibra hueca real tiene 40 cm) de propagación en HCF , con un diámetro de

150 μm .

En la figura 7.10 mostramos la estructura espacio-espectral obtenida en las simulaciones en el extremo final de la fibra hueca. En la gráfica 7.10a, correspondiente a la energía más baja de las representadas (0,35 mJ), se observa que el haz ya tiene un importante ensanchamiento espectral con una modulación muy pronunciada, resultado principalmente de un marcado proceso de auto-modulación de fase (*SPM*). Para esta primera energía vemos que no se ha formado aún el anillo. Sin embargo, al incrementar la energía a 0,375 mJ, figura 7.10b, ya se puede distinguir la presencia de una estructura anular sobre los 700 nm, que podría corresponder con la formación del modo EH_{12} . También se puede observar la tendencia del espectro a ensancharse hacia frecuencias altas. Al aumentar la energía del haz a 0,40 mJ, la estructura espacio-espectral de la luz varía (ver 7.10c). Por un lado, el peso del espectro se desplaza hacia las frecuencias altas (sobre los 740 nm), mientras que se forma una estructura anular con contenido espectral en la zona más azul del espectro, tal y como se observó en el laboratorio. Cabe remarcar que esa región espectral se aprecian estructuras con uno y dos anillos, lo que indica la presencia de los modos EH_{12} y EH_{13} .

En la figura 7.10d, que corresponde a una energía de 0,45 mJ, se observa un mayor ensanchamiento espectral, mientras la estructura anular, que sigue apareciendo exclusivamente en la región más azul del espectro, se hace más compleja. Finalmente, la figura 7.10e muestra el resultado numérico de la propagación no lineal para el caso en el que el haz incidente presenta una energía de 0,5 mJ. En este caso la estructura periférica se ha reducido notablemente, quedando un resto de estructura anular en torno a los 700 nm. Comparando con la figura anterior, da la impresión de que en el caso de la mayor energía (figura 7.10d) la presencia de estructura anular es menos relevante que en el caso anterior, algo que también hemos apreciado en las figuras experimentales (ver figuras 7.10b y 7.10c). Hay que recordar que los modos altos presentan más pérdidas que el modo fundamental y que al aumentar la energía del pulso la transferencia no lineal de energía a modos altos ocurre antes. Eso significa que, en estos casos, los modos altos se propagan una mayor distancia dentro de la fibra, perdiendo bastante más energía que el modo fundamental, y disminuyendo su contribución relativa.

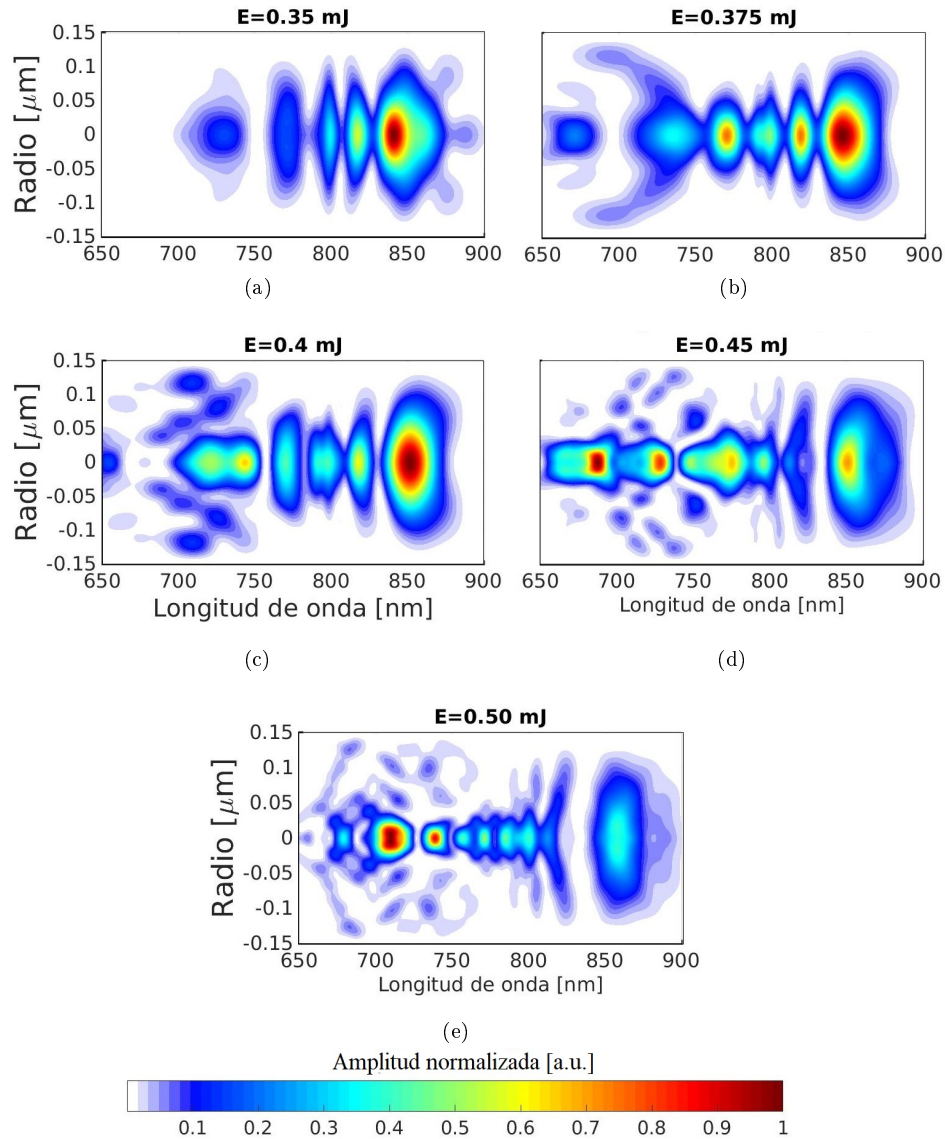


Figura 7.10: Estructura espacio-espectral obtenidas de las simulaciones numéricas con el modelo 2D+1 para comparar con los casos de la figura 7.9. La presión es constante en 1500 mbar y la energía es de 0,35 mJ, 0,40 mJ, 0,45 mJ y 0,50 mJ. La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. La longitud del *HCF* es igual a 50 cm y el radio del núcleo es de $150 \mu\text{m}$, está llena de 1 bar de argón y partimos de un pulso centrado en 800 nm y una duración temporal de 100 fs (*FWHM*).

La figura 7.11 corresponde con la integración temporal de la intensidad del haz y está representada en coordenadas cartesianas ($F(x, y)$). Presentamos dos simulaciones las que corresponden con las energías de 0,35 mJ (figura 7.11a) y 0,45 mJ (figura 7.11b). Podemos ver que la mancha central de la figura 7.11b tiene menor diámetro comparada con la figura 7.11a. Además, observando detenidamente la figura 7.11b se puede distinguir un tenue halo que está entre los 30 y 50 μm de radio, que podría corresponder con el inicio de la formación del modo EH_{12} . Adicionalmente, comparando la foto 7.8a con la figura 7.11b, podemos relacionar el halo rojo alrededor de la mancha central con el área que va más allá de los 50 μm de la simulación.

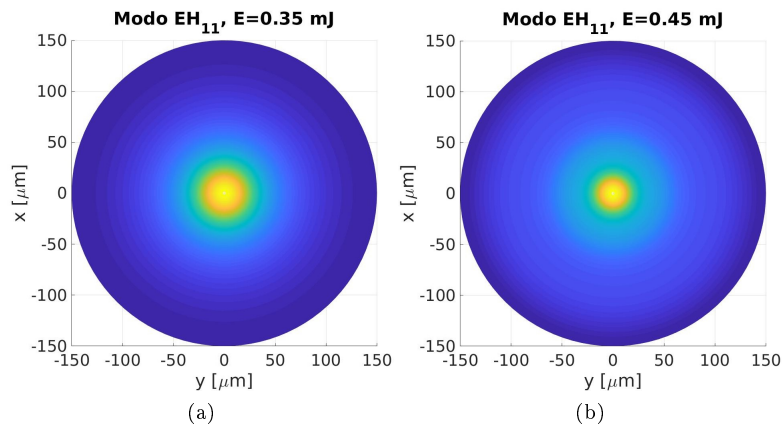


Figura 7.11: Integración temporal de la intensidad del haz mostradas en coordenadas cartesianas ($F(x, y)$). La figura izquierda (Fig. 7.11a) corresponde a una energía de 0,35 mJ y la derecha (Fig. 7.11b) a 0,45 mJ. En los dos casos se usó una fibra hueca llena de argón a 1 bar de presión. La longitud y núcleo de la fibra son de 50 cm y 150 μm , respectivamente, y partimos de un pulso centrado en 800 nm y una duración temporal de 100 fs ($FWHM$).

En la segunda serie de datos experimentales variamos la presión del gas (desde ~ 350 a 1600 mbar de argón) mientras se mantiene la energía con un valor fijo de 1,1 mJ. Se utilizó una fibra hueca de 40 cm de longitud, con un diámetro de 150 μm que estaba rellena de gas argón. Los pulsos tenían una duración temporal de 100 fs ($FWHM$). La figura 7.12a muestra que cuando se emplea una baja presión baja (362 mbar de argón) se observa un incremento muy moderado en el ancho espectral, indicando que los procesos no lineales aún no son importantes. La distribución espacial es homogénea, sin presencia de estructuras periféricas.

A mayores valores de presión comienzan a aparecer más componentes espectrales a ambos lados de los 800 nm (ver figura 7.12b). La distribución espacial continúa siendo homogénea, lo que indica que todavía no se han activado los

cambios espacio-temporales de la luz dentro de la fibra debido a la migración a modos superiores en esa región espectral.

En la figura 7.12c, que corresponde a una presión de unos 1200 mbar de argón, aumenta el ensanchamiento espectral, presentando un mayor peso de las longitudes de onda cortas. Se observa un inicio de modulación en la periferia del haz para dichas longitudes de onda, lo que podría indicar un comienzo de la migración de energía a los modos superiores.

Al aumentar la presión a los 1618 mbar de argón (figura 7.12d) se observa la aparición de la estructura anular en la coordenada espacial en la región de altas frecuencias, que corresponden con la presencia de un anillo y, por lo tanto, de modos espaciales altos de la fibra.

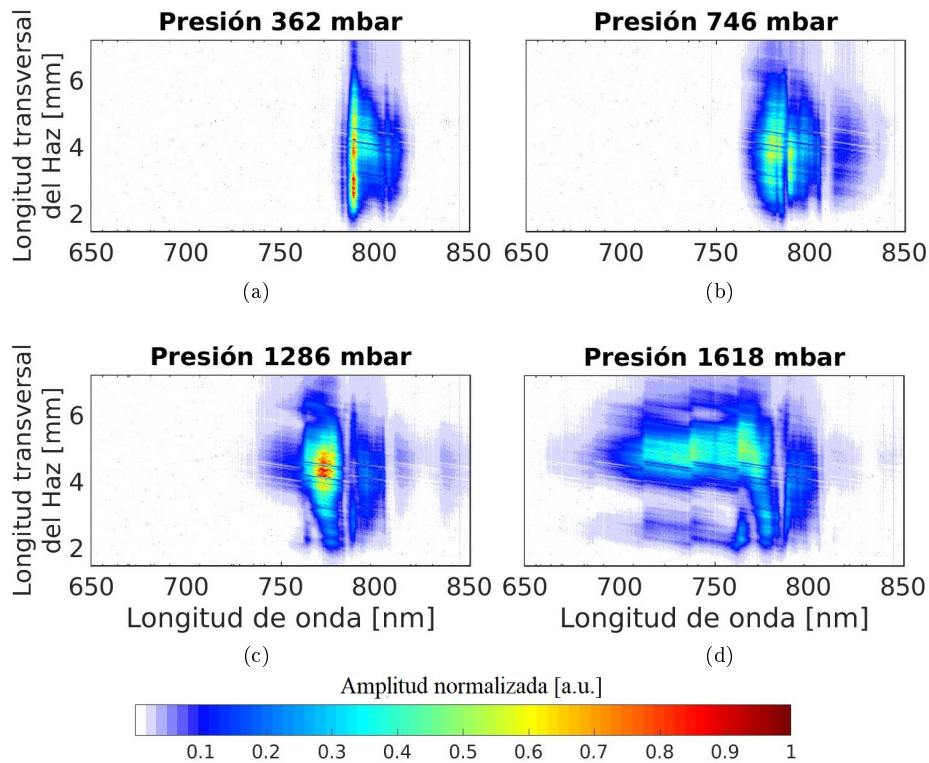


Figura 7.12: Estructura espacio-temporal a la salida del la fibra hueca llena de argón. La barra de colores muestra la intensidad normalizada a la unidad. En este caso la energía es siempre 1,1 mJ y la presión varía 7.12a 362 mbar, 7.12b 746 mbar, 7.12c 1286 mbar y 7.12d 1618 mbar

Como se hizo con los anteriores resultados experimentales, comparamos con resultados de simulaciones numéricas. La figura 7.13 muestran la estructura espacio-espectral que se obtiene a la salida de una fibra hueca cuando se

mantiene la energía constante en 0,6 mJ y se consideran valores de la presión de 350 mbar (fig. 7.13a), 750 mbar (fig. 7.13b), 1300 mbar (fig. 7.13c) y 1600 mbar (7.13d). La longitud de la fibra considerada es 35 cm, con diámetro de 150 μm y la duración de los pulsos que ingresan en la misma es de 100 fs (*FWHM*).

En el caso de 350 mbar de argón (7.13a) se observa el comienzo del ensanchamiento espectral, que va desde aproximadamente los 780 a 820 nm. Se observa que este ensanchamiento es simétrico respecto de los 800 nm. También, se observa la falta de la estructura periférica. Esta figura simulada tiene gran parecido con las figuras 7.12a y 7.12b. La única diferencia apreciable entre la estructura obtenida en la simulación y en el experimento, consiste en que el ensanchamiento espectral obtenido en la simulación es muy simétrico. La asimetría del ensanchamiento espectral experimental es posible que venga de alguna asimetría del pulso inicial (presencia de *TOD* o cierta asimetría en la estructura del espectro). En la figura 7.13b, que corresponde a una presión de 750 mbar, podemos ver que el ensanchamiento es mayor, además de ser asimétrico y, lo más relevante, en la zona de altas frecuencias ya presenta una estructura espacial con anillos. Esta figura se asemeja con la figura 7.12c, en la que el espectro presenta dos partes, y solo la parte azul muestra una estructura espacial de anillos.

La figura 7.13c, que corresponde a una presión de gas de 1300 mbar, presenta una estructura anular extendida casi por todo el espectro. Se asemeja bastante a la estructura experimental de la figura 7.12d. Finalmente, la figura 7.13d, que corresponde a una presión de gas de 1600 mbar, presenta menos estructura espacial (menos anillos) de los que se han observado en situaciones anteriores. Todo indica, como comentamos anteriormente, que en esta situación los modos altos se han generado antes en la fibra y, por sus pérdidas, acaban perdiendo relevancia en el final de la fibra hueca.

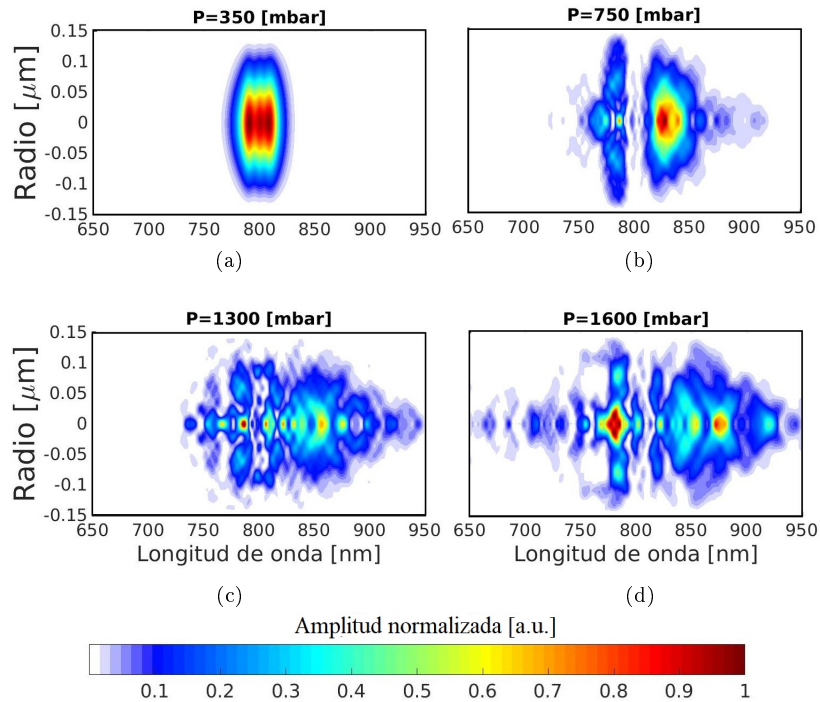


Figura 7.13: Estructura espacio-espectral obtenidas con las simulaciones numéricas al final de la fibra para comparar con las figuras 7.12. En este caso, la energía es constante en 0,6 mJ y la presión toma los valores de 350 mbar, 750 mbar, 1300 mbar y 1600 mbar de argón, que corresponden a las figuras: 7.13a, 7.13b, 7.13c y 7.13d, respectivamente. La barra de colores representa la intensidad normalizada a la unidad. La longitud del *HCF* es igual a 35 cm, con un diámetro interno de 150 μm . Se uso argón como gas de relleno. Finalmente, la duración temporal fue de 100 fs (*FWHM*).

Tanto los resultados experimentales (figuras 7.9 y 7.12) como los resultados obtenidos en las simulaciones (figuras 7.10 y 7.13) indican claramente que, en situaciones de suficiente energía o presión, hay transferencia de energía a modos espaciales altos en la zona azul del espectro generado.

Para profundizar en el origen de la fenomenología observada tanto en los experimentos como en las simulaciones realizadas, vamos a aprovechar estas últimas para entender el papel de los modos espaciales de la fibra. La figura 7.14 muestra la distribución temporal de la intensidad en eje de los primeros cinco modos espaciales al final de la fibra hueca para diferentes presiones. En este caso se trata de una fibra hueca de 35 cm, con un núcleo de 150 μm de diámetro lleno de argón. El pulso de entrada tiene una duración temporal de 100 fs (*FWHM*) y una energía de 0,6 mJ. Todas las imágenes de la figura 7.14 están en escala logarítmica y en ellas se demuestra que la propagación va siendo

cada vez más multimodo con la presión. En la figura 7.14a, que corresponde con una presión de 350 mbar, se puede ver que la presencia de los modos altos es pequeña, habiendo 10 órdenes de magnitud entre el fundamental (azul) y el EH_{15} (magenta). Evidentemente, a esta presión los modos superiores reciben muy poca energía del modo fundamental. En la figura 7.14b, que corresponde a una presión de 750 nm, muestra, además de un aumento en la intensidad que llevan los modos altos, un claro retraso de los modos altos con respecto al modo fundamental fruto del "walk-off" intermodal. La figura 7.14c corresponde a una presión de 1300 mbar. En este caso todos los modos altos de la fibra ya tienen la misma intensidad que el fundamental (azul). Aquí ya es evidente que la superposición entre los modos altos y el fundamental solo tiene lugar en la parte trasera del modo fundamental. Lo mismo ocurre en el último caso, en la figura 7.14d, que corresponde con la mayor presión (1600 mbar). Teniendo en cuenta que las nuevas frecuencias generadas por auto-modulación de fase del modo fundamental aparecen desordenadas, con las nuevas frecuencias azules en la parte trasera, parece lógico que los nuevos modos espaciales estén más presentes en la zona más azul del espectro, que es de donde reciben la energía. Es interesante ver cómo en las dos últimas imágenes los modos espaciales altos han quedado anclados entre ellos y la parte trasera del modo fundamental.

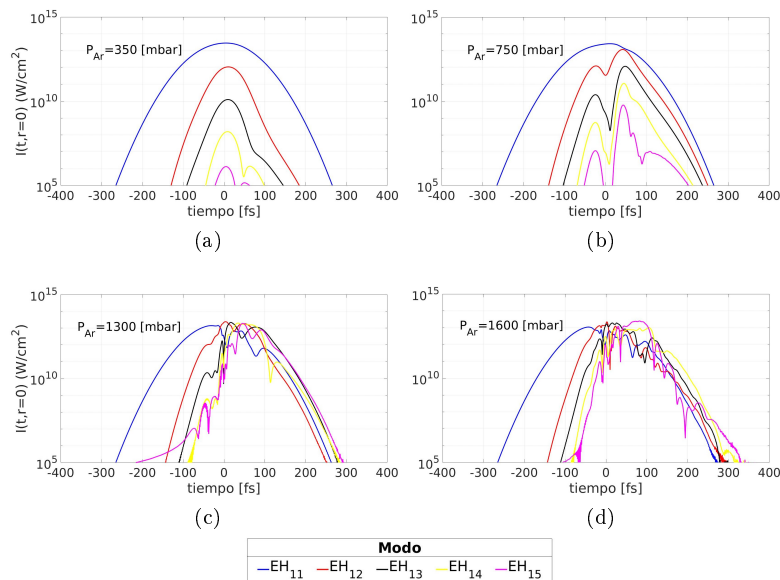


Figura 7.14: Distribución de la intensidad temporal de los cinco primeros modos de las simulaciones de la figura 7.13. Las figuras 7.14a, 7.14b, 7.14c y 7.14d corresponden a las presiones: 350 mbar, 750 mbar; 1300 mbar y 1600 mbar, respectivamente. La energía es igual para todas las figuras (0,6 mJ) y la duración temporal del pulso es de 100 fs (*FWHM*). La fibra hueca tenía 35 cm de longitud, un diámetro de 150 μm y estaba rellena de argón.

7.3.3. Medidas temporales

El objetivo de esta sección es estudiar la estructura temporal de distintos puntos espaciales del haz por medio de la técnica *d-scan*. Para ello, se va a estudiar el centro del haz, donde se espera que el modo fundamental sea predominante, aunque también puede haber contribuciones de modos superiores. Seguidamente, se hará una exploración en las regiones sobre el anillo que rodea el centro del haz, en las que se supone que aparecerán los órdenes superiores con una menor presencia del fundamental. De esta forma, se pretende ver si hay estructuras temporales diferentes que sean compatibles con la presencia de órdenes superiores. La exploración se hizo con la ayuda de un iris cerrado a ~ 1 mm de diámetro, que fue colocado sobre la región que se quiere explorar, dejando pasar solo luz de ese sector. En particular, se seleccionaron varias zonas del anillo para comprobar la homogeneidad de los resultados.

En la figura 7.15 se muestra la traza *d-can* y todo el proceso de reconstrucción del pulso correspondiente al centro del haz. La reconstrucción fue realizada por el Dr. Benjamín Alonso, miembro del grupo “Aplicaciones del Láser y Fotonica” (ALF), de la universidad de Salamanca. La figura 7.15a presenta la traza *d-can* experimental, mientras que la figura 7.15b es la traza reconstruida, muy similar a la experimental, lo que denota una buena convergencia. La amplitud espectral compleja obtenida tras el proceso de recuperación (figura 7.15c) presenta una fase con una clara *TOD*, lo que se traduce en la presencia de un grupo de pre-pulsos que preceden al pulso principal (figura 7.15d), que presenta una duración de 22,8 fs. Con respecto al origen de la *TOD*, se sabe que en la propagación no lineal se induce dispersión de tercer orden [15] debido principalmente al concurso del *Self-Steepening*, que introduce asimetría en la evolución temporal del pulso lo que, a través de la *SPM* se transfiere a la fase espectral no lineal. Sin embargo, la *TOD*, si bien suele ser importante para casos con pulsos de salida muy cortos (casos de pocos ciclos), no suele ser tan pronunciada para pulsos más largos, como es nuestro caso. Eso lleva a pensar que parte de la *TOD* es introducida por el compresor de prismas usado para generar la traza *d-scan* [16, 17, 18]. Más adelante comprobaremos esta afirmación.

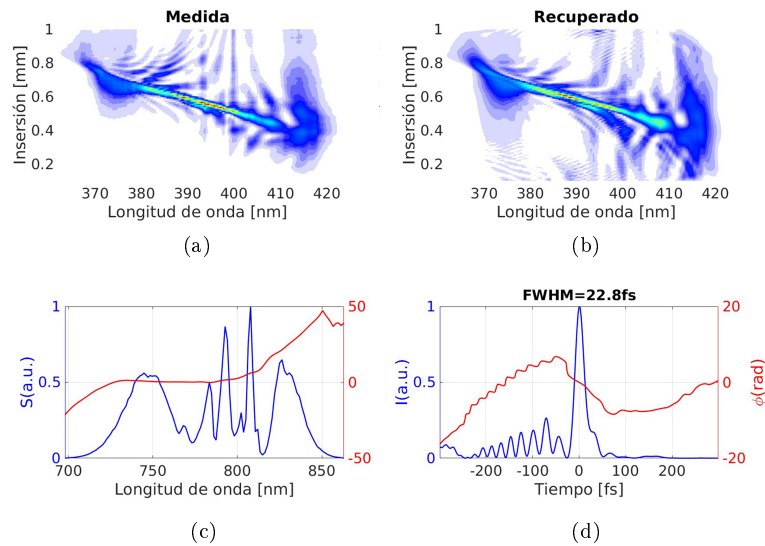


Figura 7.15: Medida *d-scan* del pulsos el centro del haz a la salida de la fibra hueca. La longitud de la fibra hueca es de 40 cm y un radio de $150 \mu\text{m}$ rellena de argón con una presión de 1522 mbar. La duración temporal del pulso de ingreso fue de 100 fs (*FWHM*), la energía introducida fue de 0,6 mJ. La figura 7.15a es la traza experimental, mientras que la traza reconstruida la mostramos en la figura 7.15b. El espectro, junto a su fase espectral, está en la figura 7.15c. Finalmente, el pulso reconstruido está en la figura 7.15d. La reconstrucción fue realizada por el Dr. Benjamín Alonso.

La figura 7.16 muestra medidas experimentales realizadas en diferentes puntos espaciales del haz. En la columna de la izquierda se presentan cuatro medidas experimentales del espectro fundamental tomadas en diferentes posiciones del pulso: centro, arriba, abajo y izquierda, que corresponde a las figuras 7.16a, 7.16c; 7.16e y 7.16g, respectivamente. Los espectros correspondientes al anillo (figuras 7.16c, 7.16e y 7.16g) presentan una estructura con más peso de las frecuencias altas que en el caso del espectro del centro del haz (figura 7.16a). La columna derecha de la figura 7.16 corresponden a las trazas *d-scan* en las mismas posiciones sobre el pulso que las figuras espectrales (columna izquierda). Analizando estas figuras se puede ver que en las trazas que corresponden a las posiciones sobre el anillo (figuras 7.16d, 7.16f y 7.16h) presentan una estructura distinta sobre los 370 nm (correspondiente a los 740 nm) que no está presente en la figura en el centro del haz (figuras 7.16b). Esta estructura está asociada con los máximos de los espectros de esos puntos (columna izquierda), y vuelve a indicar que en el espectro de los anillos predominan las longitudes de onda más bajas que hay en el centro del pulso. En cambio, la traza correspondiente al centro del haz es más simétrica, con más equilibrio de componentes tanto en la región "azul" como "roja". Adicionalmente, en todas las trazas presentadas

también se aprecia un *TOD* considerable.

La aparición de la estructura en la zona lateral izquierda en la traza *d-scan*, en las figuras correspondientes al anillo, se atribuye a la presencia de modos superiores que se manifiestan en esa región de la traza. El compresor óptico introduce las dispersiones positivas más altas del barrido a mayores inserciones del prisma. Por lo que las estructuras que aparezcan a mayores inserciones del prisma presentarán *GVDs* menores (o negativas), y viceversa. Lo que concuerda con los resultados obtenidos en los capítulos teóricos 5 y 6, en donde se vio que la propagación de los modos altos en una fibra hueca (EH_{1m} $m > 1$) tienen *GVDs* negativa para la longitud de onda de 800 nm. Por lo tanto, podríamos deducir que estos resultados son un indicativo de la existencia de modos superiores.

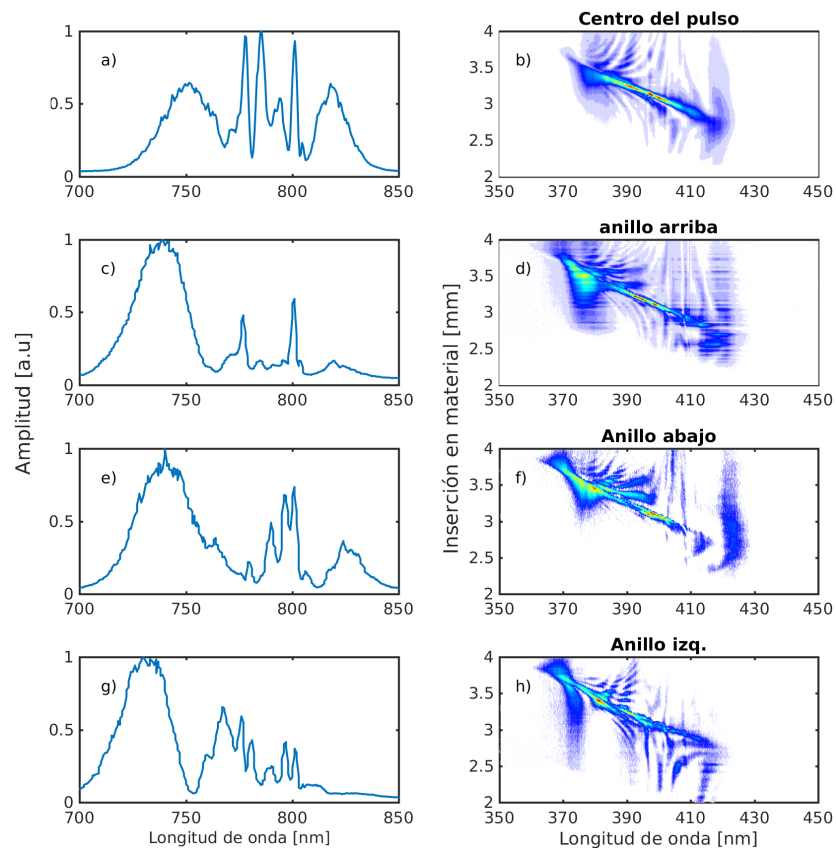


Figura 7.16: Espectros (izquierda) y trazas *d-scan* (derecha) tomadas para diferentes posiciones del centro del haz y el anillo que lo rodea. La figura a y b corresponden al centro del haz, c y d a la parte de arriba del anillo e y f a la parte de abajo del anillo. Finalmente, g y h para la una posición lateral izquierda del anillo.

La figura 7.17 muestra trazas *d-scan* simuladas con el campo obtenido al final de la fibra hueca. En esta simulación hemos usado un pulso de 100 fs de duración y 0,55 mJ de energía, que se acopla al modo fundamental de una fibra con un núcleo de $150\ \mu\text{m}$ de radio, de 41 cm de longitud y llena de argón a 1 bar de presión. Por otro lado, el compresor que simulamos corresponde a la figura 7.5 y consta de un par de prismas (fabricados en vidrio *BK7*), que se desplazan un respecto del otro hasta un rango de 1,93 mm. En este compresor, tanto la geometría del mismo como la distancia de desplazamiento entre prismas, además del material, aportan dispersión, siendo esta de $GDD/mm = 5,3910 \times 10^3\ \text{fs}^2/mm$ y $TOD/mm = -81,6560\ \text{fs}^3/mm$ (extraído de la reconstrucción del *d-scan* autocalibrado de la figura 7.15, dato proporcionado por el Dr. B. Alonso). La longitud de onda central de los pulsos tras el proceso no lineal es de $\lambda = 783\ \text{nm}$. Las dos trazas *d-scan* que hemos simulado corresponden a dos posiciones espaciales diferentes: la primera corresponde al eje del pulso (figura 7.17a) y la segunda es para una posición fuera del eje, a $120\ \mu\text{m}$ desde el centro del pulso (figura 7.17b), que corresponde a una posición sobre el anillo. La figura 7.17e es la intensidad transversal en coordenadas cartesianas correspondiente a la simulación. En esta figura están representadas las posiciones donde fueron calculadas las trazas *d-scan*, la figura 7.17a es para el eje de simetría ($\rho = 0$, punto negro) y, 7.17b para una posición fuera del eje ($\rho = 120\ \mu\text{m}$, cuadrado negro).

Comparando la traza experimental 7.16b, que corresponde al centro del haz, con la análoga simulada (figura 7.17a), se puede apreciar que sus estructuras se asemejan bastante, con una marcada inclinación, que como se mencionó antes, que corresponde a la presencia de *TOD*. Para verificar el origen de dicha *TOD*, repetimos las simulaciones anteriores de medida *d-scan* sin la *TOD* que proporciona el compresor. Las figuras 7.17c y 7.17d muestran estas simulaciones. En los dos casos, la inclinación de las trazas *d-scan* disminuye notablemente, lo que indica que la mayor parte de la *TOD* proviene del compresor de prismas. En el caso del centro (figura 7.17c), se observa que queda una inclinación remanente, lo que indica un *TOD* residual que vendría del proceso no lineal. En el caso de periferia (figura 7.17d) la inclinación (por tanto, la *TOD*) desaparece. Por otra parte, analizando en los dos casos la inserción en el cristal no lineal (ordenadas), se puede observar que las longitudes aproximadas de las trazas son similares, 0,75 mm en el caso experimental y 0,5 mm en el caso simulado.

Por otro lado, comparando las trazas *d-scan* de la parte externa de los haces experimentales (figuras 7.16d, f y h) con la obtenida en la simulación (figura 7.17b), observamos que las externas presentan una nueva estructura en la zona de las frecuencias más altas (sobre los 370 nm), que no está presente en el caso de las trazas de la parte central del haz. La traza simulada también presenta esta estructura alrededor de los 360 nm. Paralelamente, las figuras experimentales tienen una marcada atenuación de la estructura que aparece sobre los 410 nm. Esta atenuación también se manifiesta en la traza simulada sobre los 410 nm. Nuevamente, todo indica que la parte externa del haz, donde los modos altos más contribuyen, tiene una mayor contribución de las frecuencias más altas del espectro. Estas contribuciones presentan una *GDD* menor que la estructura correspondiente al centro del haz, lo que concuerda con que los

modos superiores presenten GDD menos positiva (o más negativa) que el modo fundamental.

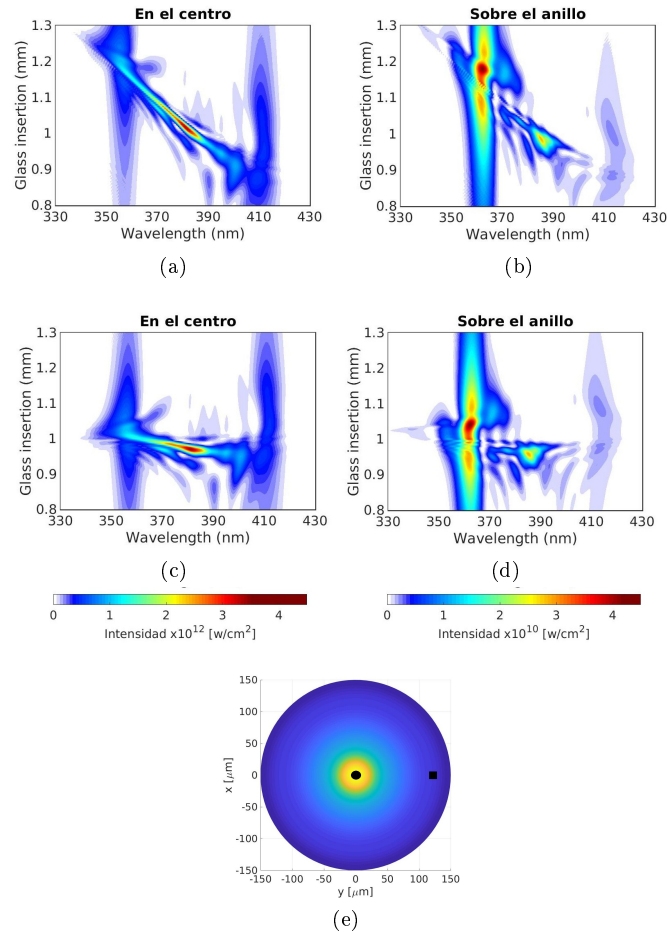


Figura 7.17: Trazas d -scan obtenidas con el pulso de salida de una fibra hueca obtenido por medio de una simulación numérica. En este caso el pulso inicial tiene una duración temporal de 100 fs, y una energía de 0,55 mJ y se acopla al modo fundamental de una fibra de 41 cm de longitud, con un núcleo de $150 \mu\text{m}$ de radio, lleno de argón de 1 bar de presión. La figura 7.17a es la traza que corresponde al centro del pulso, por el contrario, la figura 7.17b es la traza que corresponde al anillo que se forma ($120 \mu\text{m}$). Las figuras 7.17c y 7.17d son trazas con los mismos valores que las figuras anteriores, con la diferencia que no se usa la TOD del compresor de prismas. La figura 7.17e muestra la intensidad transversal en coordenadas cartesianas, mientras que el punto y el cuadrado negro muestran las posiciones donde se calcula las trazas d -scan de las figura 7.17a y 7.17b, respectivamente.

Para completar el análisis de la simulación de la figura 7.17, mostramos las trazas *d-scan* de los cuatro primeros modos en el eje ($\rho = 0$). Los parámetros son los mismos que se emplearon en la figura 7.17. El modo fundamental (7.18a) presenta unas marcadas diferencias respecto a la figura 7.17a: no presenta la estructura de la parte más azul del espectro, lo que indicaría que el modo fundamental habría transferido toda la energía de las frecuencias altas a otros modos, conservando las frecuencias bajas. Como consecuencia de esta selectividad espectral, todos los modos superiores (el modo EH_{12} , EH_{13} y EH_{14}), cuyas trazas *d-scan* se muestran en las figuras 7.18b, c y d, respectivamente, solo presentan contribución apreciable en la región de las altas frecuencias, confirmando la importante transferencia de energía que ha tenido lugar entre el modo fundamental y los superiores en esa zona espectral. El orden de la intensidad de los modos EH_{12} y EH_{13} indican que la energía migra principalmente a estos modos, ya que el modo EH_{14} tiene dos ordenes de magnitud menor, mostrando que los modos mayores a EH_{13} tienen una participación menor en la distribución energética que da el modo fundamental. Las figuras también muestran que los modos altos tienen una *GDD* distinta que el modo fundamental (EH_{11}). Se puede observar que los modos EH_{12} , EH_{13} y EH_{14} tienen una *GDD* de menor valor que el modo fundamental. Por último, analizamos la intensidad pico que lleva cada uno de los cuatro modos espaciales evaluados. Los tres primeros modos presentan el mismo orden de intensidad, por lo que transportan cantidades similares de energía. Sin embargo el modo EH_{14} su intensidad es menor en dos órdenes de magnitud, por lo que los modos superiores a EH_{14} presentarían menores intensidades, pero no son despreciables, ya que son los responsables de “vestir” al solitón que se está formando, como se vio en la figura 7.14d.

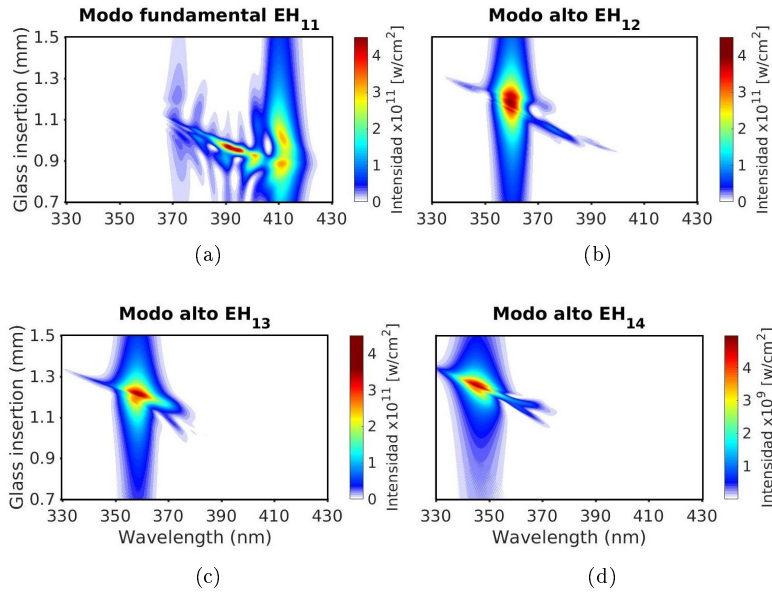


Figura 7.18: Trazas *d-scan* para los cuatro primeros modos de la figura 7.17a. La figura 7.18a corresponde al modo fundamental (EH_{11}). En cambio, las figuras 7.18b, 7.18c y 7.18d, corresponden a los modos EH_{12} , EH_{13} y EH_{14} , respectivamente. En la simulación se utilizó un compresor de prismas que proporciona una dispersión positiva de $GDD/mm = 5,3910 \times 10^3 \text{ fs}^2/mm$ y $TOD/mm = -81,6560 \text{ fs}^3/mm$. La longitud de desplazamiento entre los prismas es de 1,93 mm.

En las simulaciones presentadas en capítulos precedentes se vio que la energía migraba del modo inyectado (EH_{13}) a los vecinos principalmente de forma oscilatoria hasta estabilizarse. Esas simulaciones fueron hechas para una duración de pulso de (35 fs), una energía del orden de los μJ y presión de gas (argón) de 1 bar. Para estudiar el caso experimental se han vuelto a realizar las simulaciones considerando las condiciones que se emplearon: duración de pulso de 100 fs (*FWHM*), 0,45 mJ de energía, propagándose por una fibra con una radio de $150 \mu\text{m}$ y 1 m de longitud, lleno de argón a 1500 mbar. La figura 7.19 muestra el peso porcentual de los primeros 5 modos durante la propagación no lineal, comenzando con un haz con la distribución espacial del modo fundamental de la fibra hueca, EH_{11} . En las simulaciones se confirma la migración de energía a modos superiores durante la primera parte de la propagación (en este caso durante los primeros 40 cm), en los que algún modo alto puede llegar a ser el modo principal del haz. Pasada esa primera parte de la propagación, los modos altos van perdiendo relevancia por las grandes pérdidas que presentan. En esta segunda parte de la propagación el modo fundamental vuelve a ser el modo que tiene una mayor contribución.

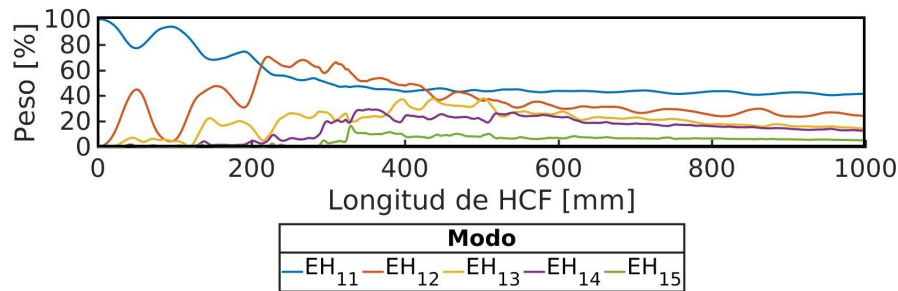


Figura 7.19: Evolución del peso porcentual de los 5 primeros modos durante su propagación por la fibra hueca. En este caso simulamos que se acopla al modo fundamental de la fibra un pulso de 100 fs (*FWHM*) y una energía de 0,45 mJ. La fibra está llena de argón a una presión de 1500 mbar, tiene una longitud de 1 m y un radio de 150 μm .

7.4. Conclusiones

A la vista de los resultados y comparaciones con simulaciones de un haz inicial acoplado al modo EH_{11} en un régimen de alta no linealidad, que fueron presentados en las secciones precedentes, se puede concluir que:

1. En el caso de un haz inicial acoplado al modo EH_{11} en régimen de alta no linealidad, se observa notables cambios en la estructura espacial del haz por la presencia de modos espaciales altos en dicho régimen. Esto se manifiesta en la presencia de halos en la periferia del haz o, incluso, de una estructura anular que envuelve al máximo central.
2. El análisis de los espectros, en diferentes posiciones del anillo, muestran el predominio de componentes espectrales de frecuencias altas en las zonas externas del haz, en contraste con la composición espectral del centro del haz.
3. La comparación de los resultados experimentales con las simulaciones realizadas indica que esta fenomenología tiene su origen en el retraso que los modos altos sufren con respecto al modo fundamental (el *walk-off* modal), lo que hace que los modos altos interactúen con la parte trasera del pulso, justo donde la auto-modulación de fase crea las frecuencias más azules del espectro.
4. Las trazas *d-scan*, tanto experimentales como simuladas, indican que la parte más azul del espectro es la que podría llevar *GDD* negativa (o menos positiva) al propagarse en modos altos de la fibra, reafirmando la importante presencia de los modos altos en esa región espectral.
5. Por último, las simulaciones indican que, aún habiendo una gran transferencia de energía hacia modos altos en un primer momento, si la propaga-

ción del haz continúa, el modo fundamental recuperará el protagonismo por las altas pérdidas que presentan los modos altos.

La posible continuación de este trabajo podría tomar varias direcciones. Por un lado, sería necesario efectuar un estudio completo de la estructura espacio-temporal de los haces obtenidos con distribuciones anulares, por ejemplo con técnicas de reconstrucción espacio-temporal más precisas como STARFISH [19, 20], con el fin de identificar los modos superiores que aparecen. Por otra parte, sería muy interesante ser capaces de acoplar en la fibra modos superiores (hasta el momento se ha acoplado experimentalmente el modo fundamental) para reproducir experimentalmente las simulaciones que se han hecho en la parte de teoría en las que se inyectaba un solo modo superior en la fibra hueca. Para ello, sería necesario diseñar e implementar elementos difractivos u holográficos, que permitan convertir el haz gaussiano del láser en modos de Laguerre-Gauss [11].

Bibliografía

- [1] M. Miranda, C. L. Arnold, T. Fordell, F. Silva, B. Alonso, R. Weigand, A. L'Huillier, and H. Crespo, "Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique," *Opt. Express* **20**, 18732-18743 (2012)
- [2] B. Alonso, I. J. Sola, and H. M. Crespo, "Self-calibrating d-scan: measuring ultrashort laser pulses on-target using an arbitrary pulse compressor," *Sci. Rep.* **8**, 3264 (2018).
- [3] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56** , 219-221 (1985)
- [4] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.* **23**, 792-794 (1998)
- [5] A. B. Shafer, L. R. Megill, and L. Droppleman, "Optimization of the Czerny–Turner Spectrometer*," *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 879-887 (1964)
- [6] M. Miranda, T. Fordell, C. Arnold, A. L'Huillier, and H. Crespo, "Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges," *Opt. Express* **20**, 688–697 (2012)
- [7] E. Escoto, A. Tajalli, T. Nagy, and G. Steinmeyer, "Advanced phase retrieval for dispersion scan: a comparative study," *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 8-19 (2018)
- [8] B. Alonso, M. Miranda, F. Silva, V. Pervak, J. Rauschenberger, J. Román, Í. Sola, and H. Crespo, "Characterization of sub-two-cycle pulses from a hollow-core fiber compressor in the spatiotemporal and spatio-spectral domains," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2013), paper CFIE_3_2.
- [9] M. Miranda, J. Penedones, C. Guo, A. Harth, M. Louisy, L. Neoričić, A. L'Huillier, and C. L. Arnold, "Fast iterative retrieval algorithm for ultrashort pulse characterization using dispersion scans," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 190-197 (2017)

- [10] N. C. Geib, M. Zilk, T. Pertsch, and F. Eilenberger, "Common pulse retrieval algorithm: a fast and universal method to retrieve ultrashort pulses," *Optica* **6**, 495-505 (2019)
- [11] E. Conejero Jarque, J. San Roman, F. Silva, R. Romero, W. Holgado, M. A. Gonzalez-Galicia, B. Alonso, I. J. Sola, and H. Crespo, "Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors," *Sci. Rep.* **8**, 2256 (2018)
- [12] F. Silva, B. Alonso, W. Holgado, R. Romero, J. S. Román, 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)
- [13] J. Atencia, M.-V. Collados, Manuel Quintanilla, J. Marín-Sáez, and Í. J. Sola, "Holographic optical element to generate achromatic vortices," *Opt. Express* **21**, 21056-21061 (2013)
- [14] O. Martinez, J. Gordon, and R. Fork, "Negative group-velocity dispersion using refraction," *J. Opt. Soc. Am. A* **1**, 1003-1006 (1984).
- [15] E. Conejero Jarque; J. San Roman; F. Silva; R. Romero; W. Holgado; M. A. Gonzalez-Galicia; B. Alonso; I. J. Sola; H. Crespo, "Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors," *Scientific Reports*. **8**, pp. 2256 - 2256 (2018).
- [16] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, "Compression of high-energy laser pulses below 5 fs," *Opt. Lett.* **22**, 522-524 (1997)
- [17] C. Y. Ramírez-Corral, M. Rasete-Aguilar & J. Garduño-Mejía (2009), "Third-order dispersion in a pair of prisms," *Journal of Modern Optics*, **56**, 1659-1669 (2009.)
- [18] Y. Wang, W. Zhang, J. Dai, L. Zhang, L. Chai, Q. Xing, C. -Y. Wang, "Second and third-order dispersion in PW prism-sequence with arbitrary apex-angle. *Optics and Laser Technology*," *Opt. Laser Technol.* **32**, 129-133 (2000).
- [19] B. Alonso, Íñigo J. Sola, Ó. Varela, J. Hernández-Toro, C. Méndez, J. San Román, A. Zaïr, and L. Roso, "Spatiotemporal amplitude-and-phase reconstruction by Fourier-transform of interference spectra of high-complex-beams," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 933-940 (2010).
- [20] B. Alonso, M. Miranda, Í. J. Sola, and H. Crespo, "Few-cycle pulses measured in the spatiotemporal domain," in *Frontiers in Optics 2012/Laser Science XXVIII*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2012), paper FTh4E.7.

Parte IV

Conclusiones

Capítulo 8

Conclusiones

La presente investigación, que corresponde al trabajo de tesis doctoral, nació de la inquietud por conseguir un pulso de luz con tan solo algunos pocos ciclos, y que fuese lo suficientemente energético para aplicaciones en investigación científica, basándose en la técnica de la post-compresión temporal en fibra hueca.

Se ha investigado la posibilidad de acoplar un pulso láser a los modos altos de una fibra hueca, en un régimen de alta no linealidad, para formar una auto-compresión solitónica. La etapa inicial del trabajo consistió en la implementación de un modelo numérico capaz de describir la propagación espacio-temporal de un pulso en el interior del núcleo de la fibra hueca. En esta etapa se logró identificar los modos altos que mostraban la auto-compresión con la menor pérdida energética. Para clasificar las bondades de la auto-compresión se propuso un factor de calidad, que relaciona la intensidad pico del pulso y su duración temporal, tanto en el límite de Fourier como en el pulso medido. También logramos identificar la dinámica intermodal que tiene lugar durante el proceso de auto-compresión del pulso: se corroboró la transferencia energética oscilante entre distintos modos espaciales de la fibra, y se observó que los nuevos modos espaciales que se crean durante la propagación no lineal presentan dos contribuciones, una que se distancia del modo principal por el *walk-off* entre modos, y otra que queda atrapada por el modo principal que forma el haz láser. Este proceso de auto-compresión del pulso que presenta la dinámica de modos espaciales descrita anteriormente es lo que hemos denominado la formación de un “solitón temporal vestido”. Adicionalmente, hemos comprobado que este tipo de solitones viene acompañado por la formación de ondas dispersivas (DW) en la zona del ultravioleta y, gracias al modelo numérico bidimensional que utilizamos, logramos identificar nuevas ondas dispersivas en la región del infrarrojo medio, cuyo origen está en la generación de ondas dispersivas intermodales. También pudimos confirmar el carácter multimodal de la auto-compresión cuasi-solitónica, comparando la energía del solitón temporal vestido y la energía estimada para la formación de un solitón temporal monomodo propuesta por un trabajo previo.

Para validar estos hallazgos teóricos se realizaron medidas experimentales, tanto espacio-espectrales como espacio-temporales (utilizando la técnica *d-scan*). Las medidas experimentales mostraron resultados alentadores, que confirmarían uno de los resultados del trabajo teórico realizado previamente, la transferencia energética entre modos en un régimen de alta no linealidad. Adicionalmente, se realizaron simulaciones computacionales complementarias con los parámetros de laboratorio, que refuerzan los resultados experimentales, demostrando que la energía que porta el haz se transfiere del modo espacial fundamental (EH_{11}) a los modos superiores.

Podemos concluir que la propuesta de este trabajo de usar modos altos de la fibra hueca para inducir una auto-compresión en el pulso insertado permite generar pulsos de pocos ciclos en la zona del infrarrojo cercano (800 nm). Queda demostrado que el uso de modos altos de la fibra hueca permitiría lograr pulsos de apenas unos pocos ciclos, incluso de ciclo único.

Entre las ventajas que tendría esta técnica estaría la de prescindir de la etapa de compensación de fase que tiene la técnica de post-compresión o, en caso de no ser posible, asegurará que la fase espectral generada durante la propagación no lineal es corregible.

Por otro lado, la formación de ondas dispersivas en el infrarrojo medio abre nuevas posibilidades de generación en radiación de dicho rango espectral, que tiene enorme potencial en otros campos de la óptica.

Finalmente, este trabajo da pie a continuar investigando y perfeccionando, tanto teórica y experimentalmente, la posibilidad de utilizar fibras huecas más cortas, o con distinta geometría, para lograr pulsos más energéticos o pulsos de un sólo ciclo.