



UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

TRABAJO FIN DE GRADO

**MEDIDA DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA DE UNA
CAVIDAD EN ANILLO PARA LÁSER DE FIBRA ÓPTICA
BASADO EN AMPLIFICACIÓN PARAMÉTRICA**

CHROMATIC DISPERSION MEASUREMENT OF A RING-CAVITY FOR AN
OPTICAL FIBRE LASER BASED ON PARAMETRIC AMPLIFICATION

Elena Sentre Arribas

CURSO 2019-2020

Dirigido por:
Dr. Sebastián Jarabo Lallana
Dr. Víctor Berdejo Arceiz

Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos	3
3. Montaje experimental	3
4. Ajuste de la longitud del anillo mediante la medida del índice de refracción de grupo para los pulsos de bombeo	8
4.1. Descripción del método y resultados preliminares	8
4.2. Mejora de resultados	11
5. Dispersión cromática	13
5.1. Primer análisis: índice de refracción de grupo y dispersión cromática del anillo . . .	16
5.2. Segundo análisis: índice de grupo y dispersión de la fibra SMF-28	20
5.3. Tercer análisis: ajuste de la longitud del anillo para amplificación paramétrica	21
6. Conclusiones	23
7. Proyección futura	23
8. Bibliografía	24
9. Anexo	26

1. Introducción

La generación de espectro supercontinuo, demostrada por el grupo de Alfano [1] en la década de los 70, consiste en un gran ensanchamiento en el espectro producido por la propagación de un haz de luz de alta intensidad a través de un cierto material (se ha conseguido con materiales de muchos tipos incluyendo sólidos, líquidos y gaseosos). La alta intensidad del haz de luz provoca la aparición de una variedad de efectos no lineales, entre los que se encuentran la automodulación de fase, la generación a cuatro fotones (FWM, four-wave mixing) , el efecto Raman y el efecto Kerr, los cuales están interrelacionados por la dispersión del material. A su vez, los fenómenos no lineales provocan la generación de nuevas frecuencias ópticas, obteniendo así el espectro supercontinuo.

La generación de supercontinuo, así como la óptica no lineal en general, es inseparable de la respuesta del material a los efectos no lineales, los cuales ocurren cuando la intensidad del campo óptico es suficientemente elevada. Es por ello que la óptica no lineal comenzó a desarrollarse con la invención del láser, en particular con el láser pulsado mediante encadenado de modos (década de los 60), pues generan haces de luz de muy alta potencia.

Con la generación de supercontinuo se obtienen anchuras superiores a la micra, lo cual ha permitido una amplia gama de aplicaciones inmediatas en el calibrado y testeo de componentes ópticos pasivos [2–5]. Su desarrollo ha experimentado recientemente un gran auge gracias al empleo de dispositivos de fibra óptica que permiten obtener, de manera sencilla, espectros supercontinuos muy anchos en el infrarrojo medio y cercano [6 – 11]. Esto se debe al confinamiento óptico y a la propagación con bajas pérdidas que permiten, consiguiendo así la alta intensidad óptica necesaria a lo largo de kilómetros, pudiendo además elevarla empleando amplificadores basados en fibra dopada con erbio, que pueden utilizarse tanto para construir láseres de fibra pulsados como para posteriormente aumentar la potencia de los pulsos. Además, el empleo de fibra permite integrar todos los componentes necesarios para cualquier aplicación en un circuito fotónico.

Cuando se trabaja con fibra óptica hay diferentes tipos que pueden emplearse como medio no lineal para generar supercontinuo. Dependiendo cuál se elija se generará en una zona espectral y con una anchura determinada. Unas de las más empleadas son las fibras de cristal fotónico (PCF) bombeadas en 800 nm mediante un láser de Ti:Zafiro, con las que se consigue supercontinuo en regiones del ultravioleta, visible e infrarrojo cercano. Otro ejemplo son las fibras de sílice altamente no lineales (HNLF). Estas generan espectros en el infrarrojo cercano hasta longitudes de onda en la zona de 2.2 micras, donde la atenuación de la sílice comienza a limitar el espectro para valores superiores. Existen otros materiales que extienden el espectro (ZrF_4 hasta 4 micras, InF_3 hasta 5 micras, As_2S_3 y As_2Se_3 hasta 10 micras), lo que habrá que tener en cuenta para tomar la decisión de qué tipo de fibra escoger según la aplicación que se le quiera dar.

Teniendo en cuenta todo esto y como ya se ha dicho, las aplicaciones de esta tecnología son muy amplias, pero podrían aumentar enormemente si se consiguiera amplificar la potencia de todo el espectro de supercontinuo, ya que hasta ahora su desarrollo se ha centrado en el solapamiento de espectros para hacer mayor la región supercontinua, pero con baja potencia. Un aumento en una zona limitada del espectro puede conseguirse, por ejemplo, mediante amplificadores de fibra dopada con Tulio, con lo que se consigue ganancia en una región desde 1750 nm hasta 2050 nm aproximadamente. Por otra parte, un aumento en todo el espectro podría conseguirse mediante la

generación de supercontinuo estimulada, convirtiendo el medio no lineal en un medio amplificador con una gran anchura espectral.

La amplificación paramétrica óptica (OPA) [12, 13], de la cual se puede ver un esquema en la Fig. 1, es un proceso que se da cuando dos haces de luz de distinta frecuencia, el de bombeo con frecuencia ω_p y el de la señal a amplificar con frecuencia ω_s , entran a la vez a un medio no lineal. Aquí, el haz de bombeo pierde energía mientras que el correspondiente a la señal se amplifica, generándose además un nuevo haz con frecuencia igual a la diferencia entre la de bombeo y la señal, ω_i .

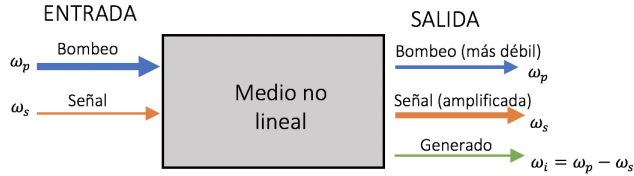


Figura 1. Esquema de la amplificación paramétrica óptica. $\omega_p/s/i$: frecuencia asociada al haz de bombeo/señal/generado.

Esta técnica puede emplearse para lograr el objetivo de amplificar el espectro de supercontinuo si el material no lineal, empleado para generar supercontinuo mediante encadenado de modos, fuese nuevamente bombeado con una segunda fuente pulsada. Se conseguiría así aumentar la potencia del espectro permitiendo además la fabricación de láseres sintonizables con un gran rango de sintonía (superior a 1000 nm). Este hecho todavía no ha sido demostrado, pero existen indicios de viabilidad. Como base del modelo propuesto, en la Ref. [14] se demuestra la influencia de trabajar con una potencia adicional (semilla) sobre el espectro de supercontinuo generado en una fibra de sílice altamente no lineal, con la diferencia de que no se sintoniza la longitud de onda de la semilla y el láser empleado para bombear no es de fibra, sino un láser de Ti:Zafiro.

En otros trabajos se estudia la influencia de una semilla sobre el supercontinuo en medio gaseoso [15], en agua [16] y mediante simulaciones en fibra de cristal fotónico [17]. Por otro lado, en cuanto a la obtención de láseres sintonizables, se ha trabajado con una cavidad lineal bombeando en 1064 nm [18] y sintonizado en las bandas laterales de un oscilador paramétrico. El rango de sintonía que se obtiene es bajo, de 80 nm en dos regiones separadas del espectro cerca del bombeo. El bajo rango es debido a que no se aprovecha la generación de supercontinuo. También se ha estudiado la opción de aprovechar el fenómeno de amplificación paramétrica óptica de pulsos ultracortos (OPCPA, optical parametric chirped pulse amplification) [19] empleando supercontinuo en el rango de 1.4–1.7 μm generado en un cristal de YAG como semilla para una fuente láser YDFA (ytterbium-doped fiber amplifier), con lo que se emiten pulsos en 3070 nm y en 1550 nm.

Una manera de desarrollar un láser basado en generación de supercontinuo y amplificación paramétrica consiste en construir un láser de anillo que contenga una muestra de fibra HNLF bombeada mediante un láser de fibra dopada con erbio pulsado mediante mode-locking. El principal problema técnico de este desarrollo es la necesidad de conseguir que los pulsos de bombeo coincidan temporalmente con los pulsos de supercontinuo que se generan, ya que implica ajustar la longitud

de la cavidad con una precisión altísima, puesto que la duración temporal de los pulsos es muy baja, en torno a 0.2 ps, lo que equivale a una longitud de fibra de 40 micras, aproximadamente. Además, la complicación aumenta si consideramos la influencia de la dispersión cromática de las fibras que integren el anillo, que producirá variaciones en el tiempo de vuelo de los pulsos de supercontinuo.

2. Objetivos

El primer objetivo de este trabajo es la construcción de un montaje experimental similar al que se necesitaría para conseguir acción láser basada en amplificación paramétrica que se produciría en una fibra HNLF. Dicho montaje estará formado por un anillo de fibra que contendrá una muestra de HNLF, la cual genera espectro supercontinuo cuando es bombeada por un tren de pulsos procedentes de un láser de fibra óptica dopada con erbio pulsado mediante mode-locking. Además, es necesario poder modificar la longitud de anillo para conseguir la coincidencia temporal entre pulsos de bombeo y pulsos de espectro supercontinuo. Para ello, formarán parte del anillo un par de colimadores GRIN enfrentados entre sí y que pueden separarse de forma controlada mediante un desplazador motorizado logrando la modificación en la longitud de anillo.

El segundo objetivo es determinar el índice de refracción de grupo en función de la longitud de onda (dispersión cromática) para la fibra HNLF y para el anillo completo, para lo cual será necesario caracterizar experimentalmente las diferencias de tiempos de vuelo entre los pulsos de bombeo y los pulsos de supercontinuo tras dar una vuelta al anillo.

Como último objetivo, se pretende analizar cómo podría llevarse a cabo la compensación de dichas diferencias temporales de forma que los dos tipos de pulso coincidan temporalmente a la entrada de la HNLF y se pueda conseguir amplificación paramétrica.

3. Montaje experimental

Antes de detallar el montaje experimental, es conveniente explicar la fuente empleada en la realización de este trabajo. Se trata de un láser pulsado que está optimizado para generar espectro supercontinuo con una fibra óptica altamente no lineal, cuyo esquema se muestra en la Fig. 2.

En ella puede verse un láser de fibra óptica dopada con erbio con cavidad de anillo. La técnica que se emplea para pulsar el láser es el mode-locking pasivo basado en el efecto de rotación no lineal de la polarización (nonlinear polarization rotation, NPR), un fenómeno no lineal que induce una rotación del estado de polarización proporcional a la intensidad óptica y a la longitud del material. Esta técnica es muy usada en láseres de fibra con cavidad en anillo [20, 21] debido a que la gran longitud de sus cavidades y su facilidad para minimizar pérdidas permiten aumentar la potencia confinada y por tanto el fenómeno no lineal.

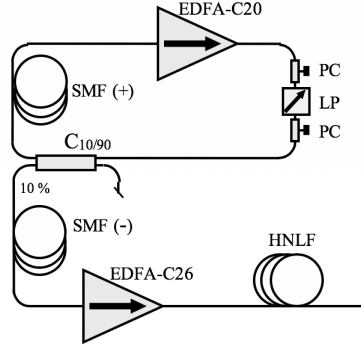


Figura 2. Esquema de la fuente de supercontinuo. PC: controlador de polarización, LP: polarizador lineal, C: acoplador, EDFA-C20/C26: amplificador de fibra dopada con erbio operando en banda C con potencia de saturación de salida de 20/26 dBm, SMF(+/-): fibra óptica monomodo con dispersión positiva/negativa, HNLF: fibra altamente no lineal

El medio activo para la generación de pulsos es un EDFA que opera en banda C (1530 nm ~ 1565 nm) con potencia de saturación de salida de +20 dBm (Highwave, modelo C20-G20-H-FC/APC-BTO 3.0). La manera de conseguir el tren de pulsos es mediante un modulador pasivo formado por un polarizador lineal con un controlador de polarización a cada lado (modelo Polarite de General Photonics). Mediante los controladores se consigue un estado inicial en el que la polarización sea perpendicular al polarizador lineal, de forma que el modulador está cerrado, y no se abre hasta que la potencia es lo suficientemente elevada (pulsos) como para que el efecto NPR haga una rotación en la polarización tal que ahora sea paralela a la dirección del polarizador y la potencia puede pasar por el modulador.

Gracias al acoplador 10/90, el 90% de la potencia del pulso queda confinada en la cavidad y, tras dar una vuelta a la cavidad, se amplifica y nuevamente encuentra el modulador abierto de forma que se vuelve a emitir otro pulso, mientras el 10% se dirige a la salida del láser. Mediante la iteración de este proceso se genera el tren de pulsos.

De esta manera ya se podría trabajar con un tren de pulsos, pero es necesaria más potencia para conseguir emisión de espectro supercontinuo. Para ello, esta fuente fue optimizada [22] incluyendo en la cavidad 111 m de fibra óptica de dispersión positiva (Corning, modelo SMF28e) y 22 m de fibra de dispersión negativa (Thorlabs, modelo DCF38) justo a la salida de la cavidad. Además, se añadió un segundo amplificador EDFA en banda C con una potencia de saturación de salida de +26 dBm (Manlight, model HWT-EDFA-GM-SC-BO-C26).

Así, se consiguen pulsos de 0.18 ps de duración. La duración de los pulsos fue determinada mediante interferometría de autocorrelación de segundo orden, para lo cual se empleó un autocorrelador construido en el laboratorio [23] mediante un interferómetro Mach-Zehnder, un cristal no lineal BBO (β -BaB₂O₄) y un detector lento (fotodiodo de silicio).

Finalmente, para conseguir emisión de espectro supercontinuo se emplea fibra óptica de sílice altamente no lineal (Yangtze Optical Fibre and Cable Company Ltd., tipo NL-1550-Zero), caracterizada por presentar una dispersión prácticamente nula en 1550 nm, por tener una pendiente en la dispersión menor a 0.025 ps·nm⁻²·km⁻¹, un coeficiente no lineal mayor a 10 W⁻¹·km⁻¹ y un

coeficiente de ganancia Raman superior a $4.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. Como la fuente que interesa emplear es la pulsada y no la de supercontinuo, esta fibra no lineal se quitó de la fuente de supercontinuo para integrarla posteriormente en el montaje empleado para este trabajo.

Para estimar la longitud de la cavidad láser, se van a estudiar los pulsos a la salida del EDFA-C26. Para ello se capturan 7 pulsos del tren de pulsos emitido empleando un fotodetector rápido (modelo 310A de BCP, 1 GHz) y que pueden verse en la Fig. 3.

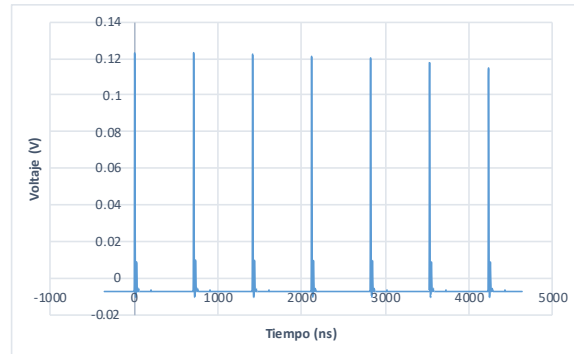


Figura 3. Tren de pulsos provenientes de la cavidad láser capturados por el fotodetector rápido

Tras analizar diferentes formas de capturar la traza, los mejores resultados se obtuvieron promediando 128 barridos. Una vez capturada la traza promedio, se mide la posición temporal de cada pulso y los valores se ajustan a una línea recta, de forma que la pendiente de esta dará el periodo del tren de pulsos.

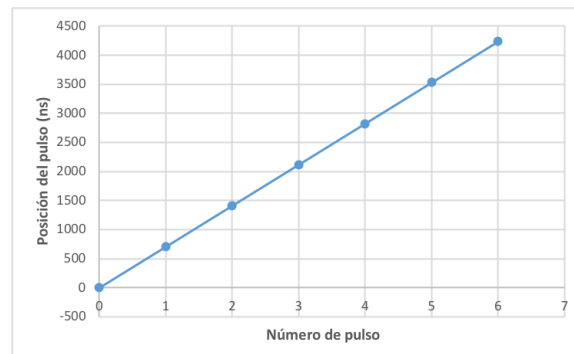


Figura 4. Ajuste lineal de la posición de los pulsos mostrados en la Fig. 3

El ajuste se muestra en la Fig. 4. El periodo del tren de pulsos es 706 ns. Con este valor y teniendo en cuenta que la separación entre pulsos es el tiempo que emplea un pulso en dar una vuelta a la cavidad del láser pulsado, se puede estimar que la longitud de la cavidad es de 142 m, aproximadamente, considerando un índice de refracción $n = 1.4685$ (índice de la fibra Corning SMF-28, según las especificaciones del fabricante).

En la Fig.5 se representa el esquema de la cavidad de anillo para la futura realización de un láser de fibra basado en amplificación paramétrica.

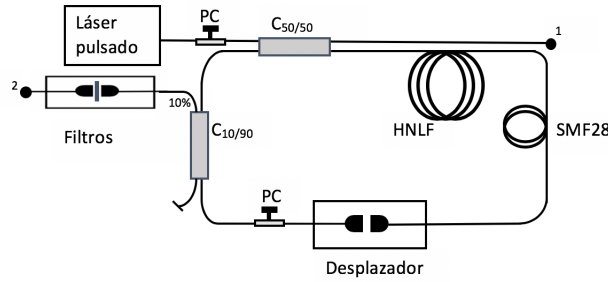


Figura 5. Esquema del montaje. PC: controlador de polarización, C: acoplador, SMF28: fibra óptica monomodo Corning, HNLF: fibra altamente no lineal

El tren de pulsos procedente del láser pulsado se divide en un acoplador 50/50 de forma que la mitad de la potencia entra al anillo. La otra rama de salida se emplea como punto de medida (punto 1). Los pulsos que se propagan por el anillo atraviesan en primer lugar un rollo de 25 m de fibra óptica altamente no lineal, generando emisión de espectro supercontinuo. A continuación, hay un rollo de fibra estándar SMF-28 cuya longitud es similar a la longitud de la cavidad del láser pulsado, ya que para conseguir amplificación paramétrica se necesita que los pulsos del espectro supercontinuo generados por un pulso de bombeo coincidan temporalmente con el siguiente pulso de bombeo que llega al anillo. En el estudio de la cavidad para medir tiempos de vuelo y determinar la dispersión cromática se añadirán a este rollo muestras de algunos metros de fibra para modificar el camino óptico del anillo.

La siguiente parte del anillo es un enfrentador motorizado que se diseñó, construyó y alineó para la realización de este montaje. Está formado por dos colimadores GRIN enfrentados y bien alineados entre sí para evitar pérdidas cuando la luz se propaga por la separación de aire entre ambos. Uno de ellos está montado sobre un desplazador micrométrico motorizado (modelo Z825B de Thorlabs) de forma que sea posible variar de forma controlada dicha separación con un paso de 20 nm. El barrido del desplazador es de 25 mm, lo que en fibra equivale a 17 mm, aproximadamente (asumiendo nuevamente un índice de refracción de 1.4685). Calibrando el enfrentador con un LED de infrarrojo se midieron unas pérdidas a lo largo de todo el barrido del desplazador comprendidas entre 0.8 dB y 1 dB.

El anillo se cierra con un acoplador 10/90, de manera que se extrae un 10 % de la potencia. La rama del 10 % corresponde a la salida del láser y se emplea como punto de medida (punto 2). En esta salida se coloca otro enfrentamiento entre dos colimadores GRIN de forma que se pueden insertar filtros pasa-banda para seleccionar ciertas longitudes de onda a la hora de estudiar la dispersión cromática. La rama del 90 % cierra el anillo en una unión entre conectores, lo que permite abrir el anillo siempre que sea necesario con fines de calibración o de comprobación.

Finalmente, en el montaje se dispusieron dos controladores de polarización (modelo Polarite de General Photonics), uno entre la salida del EDFA C-26 y el anillo y otro dentro del anillo. Su finalidad es controlar de forma independiente el estado de polarización de los pulsos de bombeo y de los pulsos de espectro supercontinuo, respectivamente, con la intención de conseguir que ambos

lleguen con el mismo estado de polarización a la fibra HNLF.

La detección se realizó mediante el detector rápido previamente citado (respuesta temporal) y un analizador de espectros ópticos (OSA, modelo 86142B de Agilent) que se situarán en los puntos 1 y 2 del esquema, según lo que interesase medir en cada momento.

En la Fig. 6 pueden verse los espectros correspondientes los pulsos de bombeo (Fig. 6(a)) y en régimen supercontinuo (Fig. 6(b)). En el último, se diferencia el espectro tomado en el punto 1 y 2 (sin filtros) de la Fig. 5, pudiendo apreciarse como en el punto 1 prácticamente toda la energía corresponde al pulso de bombeo que no genera supercontinuo.

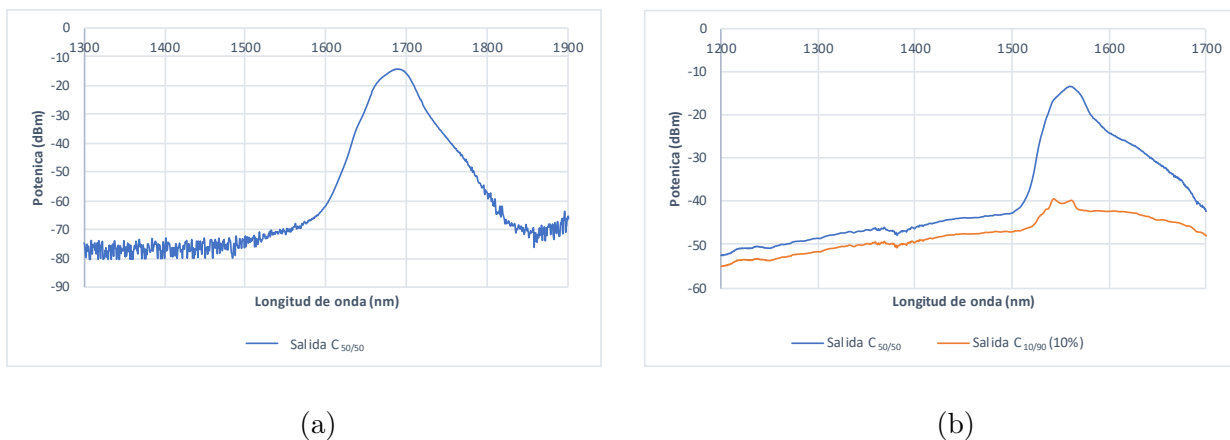


Figura 6. Espectros de (a) los pulsos de bombeo medido en la salida del acoplador 50/50 y (b) régimen supercontinuo en la salida del acoplador 50/50 (azul) y del 10/90 (naranja)

A la hora de realizar el montaje es muy importante asegurarse de que las pérdidas que presenta no sean mayores de las debidas, y corregirlo si se da el caso. En esta tarea se invirtió mucho tiempo, pues el anillo no se montó entero directamente, sino elemento a elemento para controlar las pérdidas en cada uno, incluyendo los latiguillos de fibra que unen los componentes. Finalmente, para evitar pérdidas en conectores, que además se deterioran fácilmente cuando la potencia es alta, se optó por soldar todos los componentes empleando una soldadora (modelo FSU-975 de Ericsson), dejando únicamente conectores entre los acopladores 10/90 y 50/50 para poder abrir y cerrar el anillo.

Antes de realizar las medidas finales del trabajo, se ensayaron diferentes métodos de medida para comprobar que la longitud esté ajustada. Esta parte fue muy laboriosa y relativamente infructuosa, aunque permitió conocer los problemas asociados al montaje y las limitaciones de la instalación. Inicialmente, se partió de la idea de que, si la longitud del anillo estaba bien ajustada, se podría observar y medir algún tipo de efecto interferencial entre ambos puntos.

Así, el primer método consiste en observar el OSA mientras se mueve el motor del desplazador buscando interferencias de los pulsos que deben llegar solapados. Al mismo tiempo, se va a observar el detector rápido tratando de encontrar fluctuaciones en los pulsos. El problema de este método es que muchas de las fluctuaciones que se ven son debidas a señal residual que no permitirá diferenciar en caso de que se de el solapamiento de los pulsos. Para tratar de disminuirlo, se va a colocar un filtro eléctrico pasivo que evite el paso de las frecuencias altas causantes de este efecto. Se medirá

en el punto 2 del esquema en la Fig. 5, de manera que se evite el pico directo de bombeo que se llevaría prácticamente toda la potencia y sería más difícil distinguir las posibles fluctuaciones.

Por otro lado, en lugar de buscar interferencias o fluctuaciones se empleó otro método basado en la potencia. Si los pulsos llegan a la vez debería haber un aumento en la potencia en ese punto. Para comprobarlo, se emplea un dispositivo basado en un cristal no lineal BBO con doblado de frecuencia.

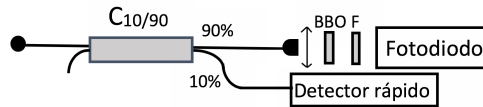


Figura 7. Esquema del método de medida con el cristal BBO. F: filtro que elimina luz residual que no ha doblado su frecuencia

En este se produce un comportamiento no lineal que depende del cuadrado de la intensidad, de forma que, si los pulsos llegan solapados, la intensidad en ese momento pasa a ser la suma de las correspondientes a cada pulso, por lo que el aumento se notará mucho más al ser al cuadrado y el contraste con el resto de puntos será mayor. Este dispositivo, del cual puede verse un esquema en la Fig. 7, se va a colocar en el latiguillo correspondiente al 90 % de un nuevo acoplador 10/90 que se añadirá en el punto 1 de la Fig. 5. Como dispositivo detector se empleará un detector lento (fotodiodo de silicio). A su vez, en la parte correspondiente al 10 % se observará simultáneamente la señal en el detector rápido.

4. Ajuste de la longitud del anillo mediante la medida del índice de refracción de grupo para los pulsos de bombeo

4.1. Descripción del método y resultados preliminares

Por motivos de ocupación del laboratorio, para esta parte del trabajo, se sustituye el segundo EDFA por uno que opera en banda L (1570 nm ~ 1605 nm) en lugar de en banda C, y tiene una potencia de saturación de salida de +26 dBm. Se trabajará con este segundo amplificador, EDFA-L26, a 700 mA, cuyo espectro, a diferencia del anterior, muestra el pico de bombeo en 1580 nm.

La longitud inicial del anillo es desconocida, pero como la diferencia temporal entre los pulsos de bombeo es conocida (706 ns), podría obtenerse si se tuviese el dato del índice de refracción. Esto no es así ya que en el anillo hay más de un tipo de fibra distinta, por lo que no se puede conocer de antemano el índice total del anillo. Es por ello que se va a emplear un método de ajuste para obtener tanto el índice de refracción del anillo como la cantidad de fibra SMF-28 que haya que añadir o cortar empleando la expresión (4.1)

$$\Delta t = \frac{n_g}{c} (\Delta L - \Delta L_0) \quad (4.1)$$

Se trabajará con dicha expresión, donde Δt corresponde a la diferencia temporal entre pulsos, ΔL a la cantidad de fibra añadida o cortada y ΔL_0 a la que faltaría por añadir o cortar (de manera que el signo positivo implica añadir y negativo cortar), y teniendo en cuenta que la velocidad de la luz en la fibra es c/n_g .

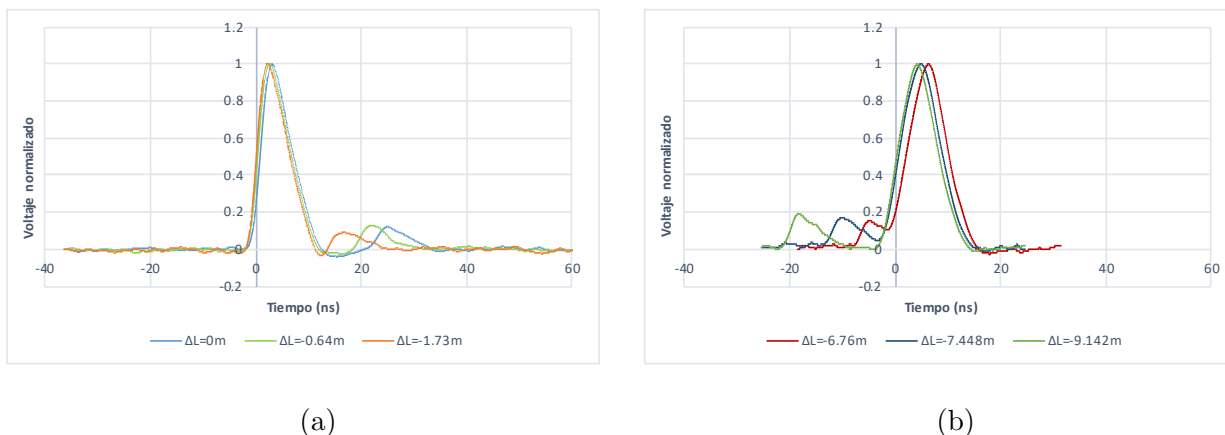


Figura 8. Trazas de los pulsos para diferentes valores de ΔL . (a) Longitud del anillo más corta que la cavidad del láser pulsado. (b) Longitud del anillo más larga que la cavidad del láser pulsado

En cuanto a las trazas de la señal que muestra el detector rápido colocado en el punto 1 de la Fig. 5, en las gráficas correspondientes a la Fig. 8 puede verse cómo el primer pulso, que es el que tiene menor señal (se trata del primer pulso de bombeo que recorre una vuelta completa del anillo y pasa por el acoplador) se acerca al segundo (mucho más alto, ya que únicamente llega a recorrer la parte correspondiente al acoplador 50/50) cuando la longitud se aproxima a aquella en la que coinciden. Se observa que efectivamente la diferencia temporal entre los pulsos es directamente proporcional a la cantidad de fibra cortada.

Una primera aproximación para saber la diferencia de tiempos entre los pulsos es medirla directamente empleando los cursores del osciloscopio, pero el error que esto supone es muy alto, pues es una medida muy poco precisa.

En cambio, si se descargan los datos para cada medida, se podrá buscar el punto temporal exacto que corresponde al máximo de señal. Aún así, hay que tener en cuenta que sigue existiendo una incertidumbre a la hora de seleccionar el punto, ya que el tiempo de respuesta del detector rápido limita la precisión de la medida deseada. Es por esto que para cada pico no hay un único valor temporal, sino un pequeño intervalo del cual se va a realizar el valor medio. A pesar de ello, es una medida mucho más exacta que la comentada anteriormente.

Se van a realizar diferentes cortes apuntando la cantidad de fibra cortada. En cada uno se guardan unas diez medidas para poder tratar los datos y disminuir el error, tomando el valor de Δt promedio de cada medida primero, y el promedio entre ellas después, obteniendo así Δt para cada longitud del anillo con su error estadístico correspondiente. Tras realizar ocho cortes y hacer el tratamiento de datos debido, los puntos para realizar el ajuste (con nueve puntos, ya que se toma la primera medida antes de cortar) se representan en la Fig. 9.

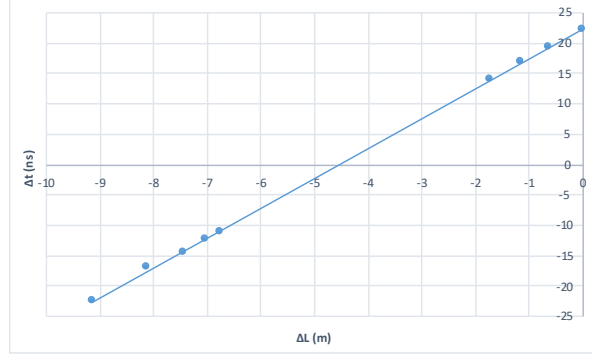


Figura 9. Ajuste de la longitud del anillo: diferencia temporal Δt frente a cantidad añadida o cortada ΔL

Antes de pasar a comentar los resultados del ajuste de esta gráfica, hay que comentar a qué se debe el salto tan grande desde los valores positivos a los negativos.

La respuesta está en el tiempo de respuesta del detector, debido a lo cual devuelve un voltaje que hace que cada pulso ocupe unos 15 ns. Esto supone que los pulsos no se van a distinguir para una separación menor de 15 ns hacia cada lado, es decir, hay que saltar los 30 ns en los que un pulso estará solapado con el otro, lo que en fibra equivale a unos 6 m. En las Fig. 8 y Fig. 9 puede verse como se siguen distinguiendo los máximos para una separación menor, siendo la mínima de -11.21 ns para $\Delta L = -6.76$ m, por lo que en lugar de cortar los 6 m de fibra se cortan 5 m.

Es por esto que se pasa directamente de $\Delta L = -1.73$ m a $\Delta L = -6.76$ m, de manera que se trabaje con medidas en las que se puedan distinguir los pulsos sin problema.

Volviendo a la Fig. 9, del ajuste de los datos a una recta de la forma $y = ax + b$ se obtiene $a = 4.90 \pm 0.03$ ns/m y $b = 22.24 \pm 0.16$ ns. Ahora, asociando esto a la expresión inicial (4.1) resulta que $a = n_g/c$ y $b = -a \cdot \Delta L_0$, por tanto los valores para el índice de refracción, n_g , y la cantidad de fibra a añadir o quitar, ΔL_0 son los recogidos en la Tabla 1, donde el se encuentran los valores con sus errores calculados para un intervalo de confianza del 95 %.

	Valor	Error (95 %)
n_g	1.470	0.020
ΔL_0 (m)	-4.54	0.10

Tabla 1. Valores n_g y ΔL_0

Con estos valores, lo primero es comparar el índice de refracción obtenido con el índice de grupo que da el fabricante. Las especificaciones dicen que para una longitud de onda de $1.58 \mu\text{m}$ (donde está la longitud de onda central del bombeo) el índice de refracción de grupo de la fibra SMF-28 es de 1.4684, un valor compatible con el obtenido a través del ajuste, 1.470 ± 0.020 .

Por otro lado, por el valor de ΔL_0 se sabe que la longitud del anillo es más larga de la necesaria, ya que es una cantidad negativa.

La precisión no es muy alta, ya que una incertidumbre de 10 cm es demasiado grande como para garantizar que los pulsos coincidan a la salida. Esto puede ser debido a que no se tomó el

suficiente número de medidas. De cualquier forma, se va a buscar una mejora del método.

Antes de ello, es necesario comentar que también podría emplearse este mismo método para medir longitudes de fibra. Llamando Δt_1 y Δt_2 a las diferencias de tiempos antes y después de añadir la fibra de longitud ΔL que se quiere medir, entonces:

$$\Delta L = \frac{c}{n_g}(\Delta t_2 - \Delta t_1) \quad (4.2)$$

y su error relativo correspondiente:

$$\delta_{\Delta L}^2 = \left(\frac{c\Delta L}{n_g}\right)^2 \left[\left(\frac{\delta_{\Delta t_1}}{\Delta L}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\Delta t_2}}{\Delta L}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{n_g}}{c}\right)^2 \right] \quad (4.3)$$

Este error mejora con la longitud de la fibra, pero teniendo en cuenta los errores que se obtienen para las diferencias de tiempos y el índice de refracción, las incertidumbres van a ser de 5 centímetros.

Por tanto, si no se necesita una gran precisión este podría ser un buen método para saber la longitud de una cantidad de fibra, cuando esta es suficientemente larga como para que la incertidumbre no suponga un porcentaje alto del resultado y no sea posible acceder a la fibra que se quiera medir, ya que en caso contrario se conseguirían medidas más exactas empleando un metro, con el que se puede medir hasta el milímetro.

4.2. Mejora de resultados

Para reducir la incertidumbre que afecta a las medidas, se coloca en el detector una resistencia de carga de 50Ω en paralelo y se van a tomar de nuevo las trazas para obtener las diferencias temporales entre los pulsos.

Tras tratar los datos correspondientes, se obtiene que el error relativo en las medidas disminuye de un 7 a un 5 por mil (calculando el error con un intervalo de confianza del 95%). Por tanto, a partir de aquí se dejará la resistencia como parte del montaje.

Además, para mejorar la estadística, en este paso se van a tomar más medidas, concretamente se guardarán 20 trazas para cada longitud.

Ahora, es necesario ver si la mejora que se ha conseguido es suficiente. Teniendo en cuenta que el desplazador con el que contamos permite desplazar un máximo de 2.5 cm en aire, lo que en fibra equivale a aproximadamente 1.7 cm, el error que se obtenga de las medidas debe estar por debajo de 1 cm. Tomando las trazas del anillo sin modificar y añadiendo después 1.200 m de fibra SMF-28, se calcula a partir de las medidas la cantidad de fibra añadida. En primer lugar, en la Tabla 2 puede verse el retraso que se obtiene en cada una de las ocasiones.

Empleando la ecuación 4.2, se obtiene un valor para la longitud añadida de 1.21 ± 0.04 m. A pesar de que únicamente supone una desviación del 3% respecto a la longitud real añadida, el error en la fibra medida es superior al centímetro, por tanto, aunque el método ha mejorado, no es suficiente.

Longitud añadida (m)	Δt (ns)	Error (95 %) (ns)
0	-17.55	0.09
1.2	-11.64	0.14

Tabla 2. Diferencia temporal entre pulsos antes y después de añadir fibra

Por otro lado, con las mismas medidas se estima la longitud del anillo en este momento utilizando la ecuación 4.1 y se obtiene que hay que añadir aproximadamente 2.37 m más.

Hay que tener en cuenta dos fuentes de error en este método que se deben corregir. La primera es que para calcular la longitud de fibra SMF-28 se ha utilizado el valor de índice de refracción que se había obtenido en el capítulo anterior, es decir, con el método sin mejorar. Además, el EDFA utilizado para estas medidas, el L26, provoca inestabilidades temporales debido a la realimentación de los diodos de bombeo.

Para no contar con estos errores, se cambia el segundo amplificador por el C26 alimentado a 800 mA, de forma que no genere supercontinuo. Al cambiar este amplificador, el bombeo pasa a estar centrado en 1560 nm. Esto va a hacer que el índice de refracción cambie y por tanto deberá ser obtenido de nuevo con el C26. De esta manera quedan resueltas las dos fuentes de error que se han comentado.

La forma de obtener los nuevos valores es a través un ajuste del mismo modo en el capítulo 4.1 (empleando la ecuación 4.1), a partir de las diferencias temporales entre pulsos para diferentes longitudes.

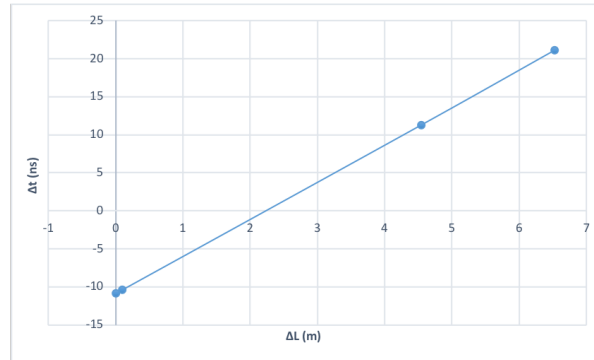


Figura 10. Ajuste de la longitud de anillo empleando el método mejorado

	Valor	Error (95 %)
n_g	1.466	0.016
ΔL_0 (m)	2.221	0.026

Tabla 3. Nuevos valores para n_g y ΔL_0 empleando el método mejorado

En este caso la incertidumbre de n_g no ha mejorado respecto al método anterior, pero hay que tener en cuenta que en esta magnitud había muy poco margen de mejora. Además, fijándose en las

especificaciones que da el fabricante para el índice de la fibra en 1.56 micras (1.4683) resulta que el error relativo es inferior al 2 por mil. Por tanto, el valor obtenido puede considerarse correcto y es el que se va a emplear para el cálculo de longitudes de fibra.

En el mismo ajuste se obtiene también la cantidad de fibra ΔL_0 . En el error obtenido para esta magnitud sí se puede comprobar que realmente se ha conseguido una mejora del método.

Aún así, sigue sin estar dentro del centímetro necesario para poder considerar este un método totalmente fiable a la hora de ajustar las longitudes de anillo para que los pulsos coincidan, o de medir longitudes de fibra. Sin embargo, al igual que en el apartado anterior, se puede concluir que este se trata de un método que, debido a su sencillez, puede resultar muy útil si no se necesita gran precisión y mejor que el anterior, ya que se ha conseguido reducir el error teniendo que hacer un número menor de cortes en la fibra que, como se ve en la Fig. 10, han sido únicamente tres cortes.

Una posible solución para evitar el efecto de la incertidumbre que sigue existiendo sería contar con un desplazador que barriera más recorrido, o rediseñar uno en reflexión con el mismo objetivo. De esta manera se podría barrer en la posición calculada incluyendo todo el rango de error, de forma que existiera la seguridad de que los pulsos coinciden a la salida del anillo.

Para cumplir con el objetivo de aumentar el rango de desplazamiento se incluyó en el montaje una línea de retardo de General Photonics que permite barrer 10 cm en aire, equivalente a 6.8 cm en fibra. Se añade entre los acopladores 10/90 y 50/50, donde se habían dejado conectores para incluir latiguillos de fibra u otros dispositivos necesarios, como esta línea de retardo. Para utilizarla es necesario conocer la longitud del dispositivo a mitad de recorrido (mitad de retardo). Además de un paso para intentar mejorar el montaje, es importante destacar que el medir la longitud de la línea de retardo es una aplicación directa del método de medida con el que se ha estado trabajando, ya que no es posible medirla de forma directa porque parte del dispositivo está encapsulado.

A partir de los datos obtenidos para el índice de refracción n_g y la longitud ΔL_0 se empleará la expresión 4.1 para determinar la longitud buscada. Para ello, se añaden, además de la línea de retardo, 4.544 m de fibra SMF-28 y se mide la diferencia temporal entre pulsos Δt . De esta manera, la cantidad ΔL en la expresión 4.1 corresponderá a esta cantidad de fibra más la buscada.

Así, la longitud que se estima para la línea de retardo a mitad de recorrido es de 2.20 ± 0.05 m.

5. Dispersión cromática

Hasta el momento se ha analizado únicamente el comportamiento para pulsos de bombeo, manteniendo su potencia suficientemente baja como para evitar la generación de espectro supercontinuo. Sin embargo, para conseguir amplificación paramétrica sería necesario que los pulsos de espectro supercontinuo generados en el anillo coincidan temporalmente con los pulsos de bombeo procedentes del láser pulsado. Además, hay que tener en cuenta que la velocidad de grupo depende de la longitud de onda. En consecuencia, se va a aplicar el método anterior a las diferentes longitudes de onda del espectro supercontinuo.

Para ello, se coloca a la salida del 10 % un par de colimadores GRIN enfrentados dejando espacio entre ellos para colocar distintos filtros pasa-banda que permitirán seleccionar longitudes de onda

concretas. A la salida, en el punto 2 de la Fig. 5 se colocará o bien el OSA para observar el espectro, o bien el detector rápido cuando se quiera medir la separación temporal entre pulsos.

En cuanto a los filtros, se cuenta con seis correspondientes a 1300, 1400, 1500, 1550, 1600 y 1650 nm, siendo la anchura de cada uno de ellos de aproximadamente 12 nm. Aunque también se dispone de un filtro para 1200 nm, la potencia del espectro supercontinuo es demasiado baja en esta zona y no permite medir empleando este filtro. En la Fig. 11 puede verse la respuesta del OSA frente al montaje sin y con todos los filtros en el régimen de supercontinuo, que es donde se va a trabajar en este apartado. En particular, se aprecia la imposibilidad de utilizar el filtro centrado en 1200 nm, representado en color naranja, ya que la potencia transmitida es tan baja que apenas se distingue sobre el ruido de medida.

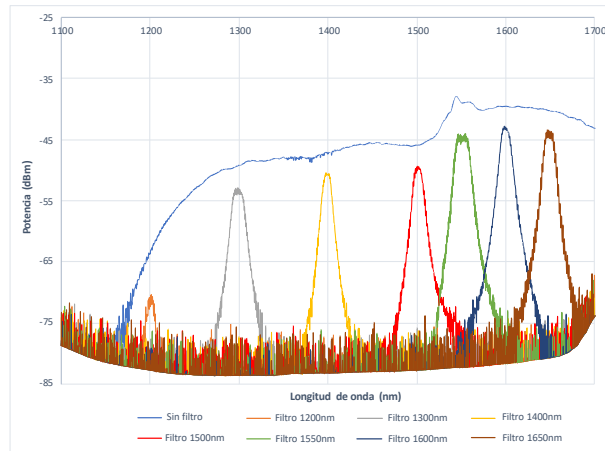


Figura 11: Espectro supercontinuo completo y filtrado en las distintas longitudes de onda

Inicialmente, se va a trabajar con el anillo cerrado, pero antes se retira la línea de retardo que se había incluido. Así, los datos que se van a utilizar como referencia para la longitud de la cavidad en este momento son los mostrados en la Tabla 4.

	Valor	Error (95 %)
Δt (ns)	-10.84	0.16
ΔL_0 (m)	2.221	0.026
n_g	1.466	0.016

Tabla 4. Datos iniciales del anillo. Δt : separación temporal entre pulsos, ΔL_0 : cantidad que falta por añadir para que coincidan los pulsos, n_g : índice de refracción de grupo.

Conociendo estos valores, se pasa a trabajar con los filtros. Para ello, lo primero va a ser aumentar la amplificación del segundo EDFA, el C26, ya que se necesita potencia en todo el rango del espectro en el que se tienen filtros. Así, el bombeo será de 1500 mA, de forma que genere espectro supercontinuo.

Es importante dejar claro a qué corresponde cada pulso de las medidas que se van a tratar en este punto, ya que ahora, además de los pulsos de bombeo, intervienen también los pulsos del espectro supercontinuo.

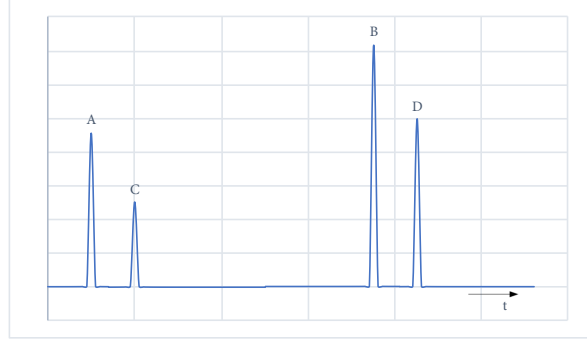


Figura 12: Pulsos a la salida del anillo

En la Fig. 12, los pulsos A y B son los correspondientes a dos pulsos consecutivos del tren de bombeo. El pulso A recorre una vuelta completa al anillo más el recorrido desde el acoplador de entrada al anillo hasta el detector. El pulso B sólo recorre la distancia desde el acoplador de entrada al anillo hasta el detector, pero hay que tener en cuenta que llega al anillo retrasado respecto al pulso A. Como el camino óptico del anillo es inferior al camino óptico de la cavidad del láser pulsado, el pulso A llega al detector antes que el pulso B, a pesar de recorrer una vuelta adicional al anillo. Los pulsos C y D son pulsos de espectro supercontinuo generados por los pulsos de bombeo A y B, respectivamente. Por tanto, el pulso C recorre la misma distancia que el pulso A y el pulso D recorre la misma distancia que el pulso B. Sin embargo, cada pulso de supercontinuo lleva asociada una diferencia de tiempo con respecto al pulso de bombeo que lo genera. En el esquema se ha representado que el supercontinuo sufre un retraso temporal respecto al bombeo, ya que es lo habitual. Este retraso temporal varía con la longitud de onda a lo largo del espectro supercontinuo.. Ha sido demostrado en fibras de cristal fotónico [24 – 27] y en otras fibras [28 – 30], aunque ninguna altamente no lineal. Se demuestra que no siempre el supercontinuo se retrasa, sino que parte se adelanta al bombeo, lo que implica que a lo largo del espectro las velocidades de grupo son diferentes, no teniendo por qué ser mayor la de bombeo.

También hay que tener en cuenta que el índice de refracción con el que viajan los pulsos de bombeo y los de supercontinuo no son los mismos, ya que se trata de una magnitud dependiente de la longitud de onda (en las referencias [25 – 27, 30] se determina el índice de refracción de grupo y la dispersión). Si la longitud de onda filtrada no coincide con la de bombeo no van a llegar al detector los pulsos A y B, sino únicamente C y D. Así, cuando el filtro coincide, aproximadamente, con la longitud de onda de bombeo (que para este EDFA era 1560 nm), la diferencia temporal Δt que se va a medir será desde el pulso B hasta el A. En cambio, cuando se filtre otra zona del espectro, Δt será entre D y C. En ambos casos, Δt va a corresponde a la diferencia de tiempos entre periodo del tren de pulsos y el tiempo empleado en recorrer el anillo.

Para cada una de las longitudes de onda filtradas, se van a tomar veinte medidas de la diferencia de tiempos entre los pulsos que llegan al detector rápido, para así contar con suficiente estadística y minimizar el error en las medidas de Δt .

Además, se medirá para tres longitudes diferentes del anillo, introduciendo latiguillos de fibra SMF-28 entre los acopladores 10/90 y 50/50, de forma que se tendrán tres tandas de datos: para la longitud inicial, para 4.445 metros añadidos y por último para 6.522 metros.

Para poder estudiar la dispersión en el anillo, es necesario determinar el índice de refracción de grupo en cada longitud de onda, por lo que una vez se tienen las medidas para todos los filtros en las tres longitudes, se van a llevar a cabo tres análisis de datos diferentes para obtener distintos parámetros que permitan obtener información acerca del montaje y sus elementos, así como mejorar el mismo.

En primer lugar, se van a obtener los índices de refracción de grupo del anillo y de la fibra HNLF. El segundo tipo de análisis tiene como objetivo el cálculo del índice de refracción de la fibra SMF-28 y, finalmente, el último análisis está dedicado a indicar cómo mejorar el montaje para conseguir la coincidencia entre el espectro supercontinuo generado en el anillo con el tren de pulsos de bombeo.

5.1. Primer análisis: índice de refracción de grupo y dispersión cromática del anillo

Para calcular el índice de refracción de grupo es necesario conocer la longitud del anillo, L_a . Al haber calculado, en el capítulo 3, la longitud de la cavidad láser, y saber que en las condiciones actuales al anillo le faltan 2.22 metros para que los pulsos se igualen, se puede estimar que la longitud de anillo es de aproximadamente 142 metros. Ajustando los resultados, teniendo en cuenta las especificaciones de las fibras empleadas, se encontró el mejor resultado para $L_a = 142.5$ m, por lo que es el valor que se va a emplear como longitud inicial. Recordando, también del capítulo 3, que $T_0 = 706$ ns, el índice de grupo se calculará según la expresión 5.1, y su error correspondiente, calculado mediante propagación de errores (expresión 5.2).

$$n_{ga}(\lambda) = \frac{c}{L_a} [T_0 + \Delta t(\lambda)] \quad (5.1)$$

$$\delta n_{ga}(\lambda) = n_{ga}(\lambda) \frac{\sqrt{(\delta T_0)^2 + (\delta \Delta t(\lambda))^2}}{T_0 + \Delta t(\lambda)} \quad (5.2)$$

Las indeterminaciones para los tiempos T_0 y Δt pueden considerarse prácticamente iguales, por lo que la expresión 5.2 se puede aproximar por:

$$\delta n_{ga} \approx \sqrt{2} n_{ga} \frac{\delta \Delta t}{T_0 + \Delta t} \quad (5.3)$$

Como los valores de $\delta \Delta t$ son mucho menores que T_0 , los errores que se van a obtener para los índices de refracción van a ser muy pequeños, suponiendo porcentajes respecto a los valores de n_{ga} menores al 0.1 %.

Así, para cada una de las tres longitudes del anillo, $L_a = 142.5$ m, $L_a = 146.945$ m y $L_a = 149.022$ m, se obtiene el índice de grupo para cada una de las longitudes de onda filtradas, y el valor final será el promedio de los tres.

Los valores obtenidos para las tres longitudes son muy similares entre sí y, como se ha adelantado, con muy poco error, lo cual aporta la seguridad necesaria para decir que los valores son correctos. Sin embargo, si se comparan los resultados con los índices calculados a partir de las especificaciones

de los fabricantes, calculadas a partir de las fórmulas del anexo, la forma en la dependencia del índice con la longitud de onda sufre un gran cambio. En particular, llama la atención el pozo centrado en 1600 nm (Fig. 13 (a)).

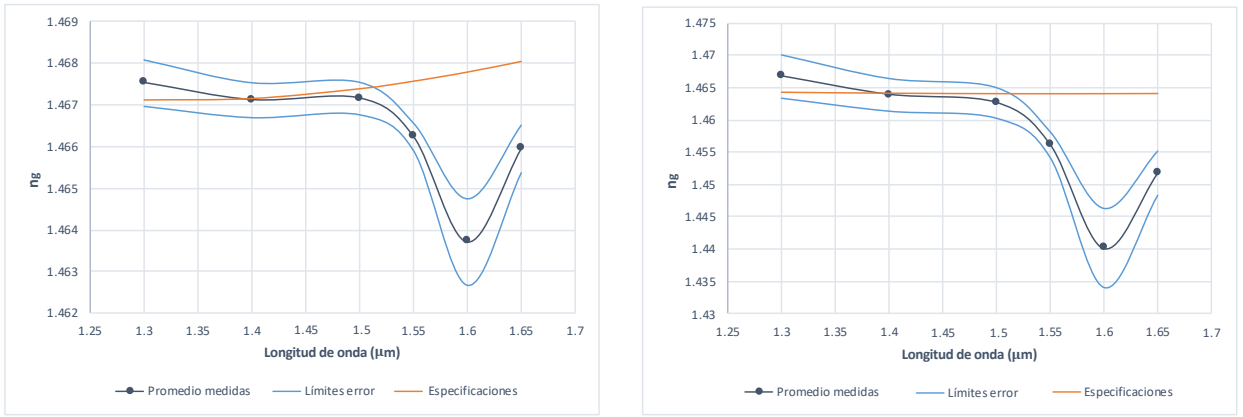
Además de para el anillo completo, se puede calcular el índice de refracción de grupo para la fibra HNLf de una manera similar. Suponiendo que los valores para la SMF-28 coinciden con las especificaciones del fabricante, a partir de la expresión 5.4 se obtendrá el índice de la HNLf para las tres longitudes del anillo.

$$n_{gh}(\lambda) = \frac{1}{L_h} \{c[T_0 + \Delta t(\lambda)] - n_{gs}(\lambda)L_s\} \quad (5.4)$$

$$\delta n_{gh}(\lambda) \approx \sqrt{2} \frac{c}{L_h} \delta \Delta t(\lambda) \quad (5.5)$$

En estas expresiones el subíndice "s" se refiere a la fibra SMF-28 y el subíndice "h" a la HNLf. Además se ha supuesto que las únicas fuentes de error son las variables temporales y que el error de T_0 es prácticamente igual al de Δt , del mismo modo que para el anillo completo. Los resultados de estos cálculos llevan a lo mismo que los anteriores, errores muy pequeños y un pozo en la misma longitud de onda que no coincide con los valores calculados a partir de las especificaciones del fabricante.

Promediando los valores para las tres longitudes el resultado en ambos casos puede verse en la Fig. 13 (b).



(a)

(b)

Figura 13: Índice de grupo promedio calculado (azul oscuro) representado junto a los valores máximo y mínimo debidos a su error (azul claro) y los calculados a partir de las especificaciones del fabricante (naranja).

(a) Anillo completo. (b) Fibra HNLf

Según la bibliografía, [26, 30], cuando la intensidad de bombeo que produce supercontinuo es tan alta como con la que se está trabajando, aparece una componente en la dispersión debida al efecto Raman. En la Ref. [30] lo demuestran en una fibra dispersión de dispersión desplazada. Teniendo

en cuenta que la no linealidad es mucho más fuerte en la fibra HNLF, debería producirse el mismo efecto, pero con mayor magnitud. Por el mismo motivo, apenas debería notarse en la SMF-28. En la Ref. [26] se explica el efecto mediante una resonancia de perfil lorentziano, apoyándose en la Ref. [31], donde puede verse un comportamiento similar al que se ha medido.

Para comprobar esta teoría, se va a obtener, a través de un ajuste, el parámetro de dispersión del anillo, y si este, y el resto de parámetros de ajuste, coinciden con los de la bibliografía, se podrá confirmar la hipótesis.

Para ello, el ajuste del índice de refracción se va a hacer tanto para el anillo completo como para la fibra HNLF aislada, empleando los datos representados en la Fig. 13.

Lo primero es incluir una dependencia del índice de grupo con la frecuencia donde, a partir de un modelo clásico de dispersión, se puede encontrar una expresión para la variación del índice de grupo debido a una resonancia, lo cual implica que se va a considerar la aparición de una ganancia debida al efecto Raman cuya frecuencia central está desplazada respecto a la de bombeo.

El índice de refracción es una función compleja que puede expresarse según la expresión:

$$\tilde{n} = 1 + \sum_k \frac{A_k}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\gamma_k\omega} + \frac{A_r}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\gamma_r\omega} \quad (5.6)$$

Donde se ha separado la parte correspondiente al efecto Raman, indicado por el subíndice "r", de manera que ω_r es la frecuencia a la que se produce la resonancia Raman, γ_r su anchura y A_r su amplitud. Para el índice de grupo interesa quedarse únicamente con la parte real:

$$n = 1 + \underbrace{\sum_k \frac{A_k (\omega_k^2 - \omega^2)}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + \gamma_k^2 \omega^2}}_{n_s} + \underbrace{\frac{A_r (\omega_r^2 - \omega^2)}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \gamma_r^2 \omega^2}}_{\Delta n_r} \quad (5.7)$$

Y partir de aquí el índice de grupo:

$$n_g = n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega} = n_s + \Delta n_r + \omega \cdot \frac{d(n_s + \Delta n_r)}{d\omega} = n_{gs} + \Delta n_{gr} \quad (5.8)$$

El primer sumando se refiere al índice de grupo que se va a calcular a partir de las especificaciones del fabricante (fórmulas anexo) como un promedio entre el índice correspondiente a las fibras HNLF y SMF-28 ponderado con las longitudes de cada una en el anillo. Falta por tanto obtener una expresión para Δn_{gr} , es decir, para la variación sobre el índice debida al efecto Raman.

$$\Delta n_{gr} = \Delta n_r + \omega \cdot \frac{d(\Delta n_r)}{d\omega} = \Delta n_r + \omega \cdot A_r \cdot \frac{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 - \gamma_r^2 \omega^2}{[(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \gamma_r^2 \omega^2]^2} \cdot 2\omega \quad (5.9)$$

$$\Delta n_{gr} = A_r \cdot \frac{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 - \gamma_r^2 \omega^2}{[(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \gamma_r^2 \omega^2]^2} (\omega_r^2 + \omega^2) \quad (5.10)$$

Interesa que la expresión esté en función de las longitudes de onda, que son las variables con las que se trabajan. Teniendo en cuenta las relaciones de ω y γ con la longitud de onda:

$$\omega_r = \frac{2\pi c}{\lambda_r} \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad \gamma_r = \frac{2\pi c \Delta \lambda_r}{\lambda_r^2} \quad (5.11)$$

y definiendo las nuevas variables x_r , Δx_r y Δn_{gr0} como:

$$x_r \equiv \left(\frac{\lambda}{\lambda_r}\right)^2 \quad \Delta x_r \equiv \left(\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda_r}\right)^2 \quad \Delta n_{gr0} \equiv \Delta n_{gr}|_{\omega=\omega_r} = -\frac{2A_r}{\gamma_r^2} \quad (5.12)$$

resulta que la variación de índice debida a efecto Raman puede expresarse como:

$$\Delta n_{gr} = -\frac{1}{2}\Delta n_{gr0} \cdot \Delta x_r \cdot x_r \cdot (x_r + 1) \frac{(x_r - 1)^2 - x_r \Delta x_r}{[(x_r - 1)^2 + x_r \Delta x_r]^2} \quad (5.13)$$

De esta manera los parámetros de ajuste serán Δn_{gr0} (relacionado con la amplitud y la longitud de onda Raman), λ_r y $\Delta\lambda_r$. Los datos obtenidos están recogidos en la Tabla 5.

	Δn_{gr0}	$\lambda_r (\mu m)$	$\Delta\lambda_r (\mu m)$
Anillo	-0.0042	1.605	0.18
HNLf	-0.025	1.605	0.18

Tabla 5: Valores de ajuste para los parámetros Raman

En la Fig. 14 puede verse que los valores se ajustan bastante bien a los obtenidos a partir de las medidas tomadas.

A partir de estos valores se calcula la frecuencia Raman ν_r , la anchura γ_0 y el desplazamiento en frecuencia desde el bombeo:

$$\nu_r = \frac{c}{\lambda_r} \quad \gamma_r = c \frac{\Delta\lambda_r}{\lambda_r^2} \quad \Delta\nu = c \left(\frac{1}{\lambda_{bombeo}} - \frac{1}{\lambda_r} \right) \quad (5.14)$$

Como únicamente depende de λ_r y $\Delta\lambda_r$ y estos son iguales en el anillo completo y en la fibra HNLf los resultados son los mismos en ambos. Estos resultados se recogen en la Tabla 7.

$\nu_r (THz)$	$\gamma_r (THz)$	$\Delta\nu (THz)$
186.79	20.95	5.39

Tabla 6: Parámetros Raman calculados a partir de los valores obtenidos del ajuste

Como se ve en la Fig. 14, aunque los puntos no se ajusten perfectamente a los medidos, es claro que la forma sí concuerda y el ajuste en la zona del pozo es bastante bueno. Para unos resultados mejores sería necesario tomar más medidas, como ya se había comentado. De cualquier forma, es suficiente para comprobar que, efectivamente, en la zona de 1600 nm se está produciendo una dispersión que además puede verse que es debida a la fibra no lineal, ya que si se comparan las gráficas (a) y (b) de la Fig. 14 puede verse que el pozo es mucho más profundo en la fibra HNLf que en el anillo. Para asegurarse, sólo falta comprobar que este efecto no sea apreciable en la fibra SMF-28.

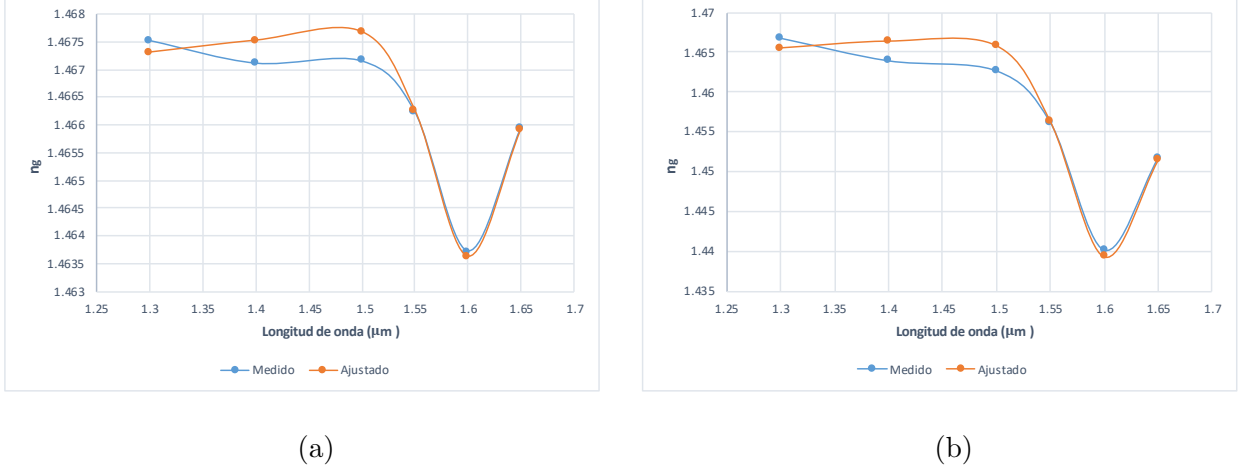


Figura 14: Índice de grupo medido (azul) representado junto al calculado con los parámetros obtenidos del ajuste (naranja).

(a) Anillo completo. (b) Fibra HNLF

5.2. Segundo análisis: índice de grupo y dispersión de la fibra SMF-28

En el primer análisis se han obtenido los índices de grupo del anillo y de la fibra HNLF, donde se ha supuesto que los correspondientes a la fibra SMF-28 coinciden con las especificaciones. Comparando las diferencias de tiempo al añadir fibra SMF-28 al anillo se puede determinar el índice de grupo de dicha fibra en cada longitud de onda. Para cada longitud de anillo se ha obtenido una diferencia temporal en cada longitud de onda, de forma que a cada diferencia de longitudes ΔL le corresponde una diferencia de tiempos Δt , pudiendo ajustar estos datos a una recta según la expresión 5.15.

$$\Delta t(\lambda) = \Delta t_0(\lambda) + \frac{n_g(\lambda)}{c} \Delta L \quad (5.15)$$

donde Δt_0 corresponde a la diferencia temporal sin añadir fibra ($\Delta L = 0$). Así, en cada λ se tienen tres puntos para ajustar y se obtendrán dos parámetros: Δt_0 , que se comparará con el medido, y el índice $n_g(\lambda)$ de la fibra SMF-28.

Los datos se ajustan bastante bien, pero al tener únicamente tres puntos de ajuste la incertidumbre en un intervalo de confianza del 95 % es muy alta si se compara con las variaciones del índice de la fibra SMF-28 en distintas longitudes de onda, pues son muy leves. El índice varía desde 1.477 ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) hasta 1,453 ($\lambda = 1.65 \mu\text{m}$), lo que supone una variación de 0.024. El máximo error obtenido (para $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$) muestra una variación de 0.040, es decir, casi el doble de la variación total de índice.

Estas variaciones se aprecian perfectamente en la Fig. 15, donde puede verse el resultado final de los ajustes con lo que supone el error en cada uno, así como los datos que se obtienen a partir de las especificaciones del fabricante. Llama la atención la poca incertidumbre que hay en 1550 nm, longitud de onda muy próxima a la de bombeo (1560 nm), siendo menor al 1 %.

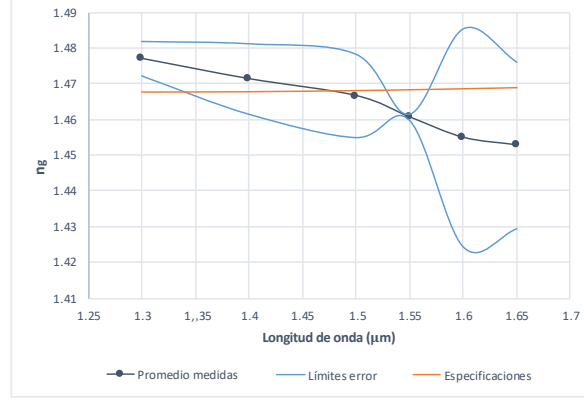


Figura 15: Índice de grupo promedio de la fibra SMF-28 calculado (azul oscuro) representado junto a los valores máximo y mínimo debidos a su error (azul claro) y los calculados a partir de las especificaciones del fabricante (naranja)

A pesar de las incertidumbres, parece claro que la tendencia de la función $n_g(\lambda)$ en esta zona es decreciente, lo que no concuerda con la obtenida a partir de las especificaciones. Aún así, para poder concluir algo con mayor seguridad se necesitarían realizar medidas para más longitudes del anillo y con más filtros.

Pero el aspecto realmente positivo de estas medidas es que, a pesar de las incertidumbres, no aparece el pozo espectral en torno a 1600 nm, tal y como se esperaba, ya que la no linealidad de esta fibra es muy baja. Por tanto, estos resultados permiten confirmar que el origen del pozo espectral se debe efectivamente al efecto Raman.

5.3. Tercer análisis: ajuste de la longitud del anillo para amplificación paramétrica

En este último apartado se va a plantear, independientemente de las dependencias que se han visto para el índice de refracción, cómo debería modificarse la longitud del anillo para analizar cómo afecta a la generación de espectro supercontinuo la presencia de un supercontinuo inicial. Para ello, debe lograrse que los pulsos B y C (Fig. 12) coincidan, es decir, el pulso correspondiente al supercontinuo previamente generado, C, y el siguiente pulso de bombeo, B.

Para que la diferencia de tiempos entre estos pulsos sea cero, habría que añadir o quitar fibra SMF-28 y añadir fibra de otro tipo. Llamando Δt_i y Δt_f a la diferencia temporal entre los pulsos inicial y final, esta idea puede expresarse mediante la expresión 5.16.

$$\Delta t_f(\lambda) = \Delta t_i(\lambda) + \frac{1}{c} [n_{gs}(\lambda)\Delta L_s + n_{gn}(\lambda)\Delta L_n] \longrightarrow 0 \quad (5.16)$$

donde el subíndice "s" hace referencia a la fibra SMF-28 y el "n" al otro tipo.

Debido a la dependencia del índice de la fibra HNLF tan diferente a las de las fibras pasivas, la única solución para que esto se cumpla en todas las longitudes de onda sería reducir la longitud de fibra HNLF en el anillo, pero una reducción muy grande provocaría que no generase apenas supercontinuo. Además, al cambiar la longitud cambiaría el índice de refracción de grupo en la

zona de 1600 nm, lo que haría que la previsión no fuese fiable, pues se habría utilizado el dato anterior para calcular la cantidad de fibra que quitar.

Como esta opción no es viable, se puede calcular cuánto ha de modificarse la longitud de fibra SMF-28 para cada longitud de onda por separado respecto a la longitud inicial (sin latiguillos), en lugar de tratar de compensar el anillo con una sola cantidad en todas las longitudes de onda. Para calcularlo se empleará la ecuación 5.17 con su error correspondiente, donde se asume que el índice $n_{gs}(\lambda)$ no tiene error porque se emplea el calculado a partir de las especificaciones.

$$\Delta L_s(\lambda) = \Delta L_{latiguillo} - c \frac{\Delta t(\lambda)}{n_{gs}(\lambda)} \quad (5.17)$$

$$\delta \Delta L_s(\lambda) = c \frac{\delta \Delta t(\lambda)}{n_{gs}(\lambda)} \quad (5.18)$$

Se realizan los cálculos para las tres longitudes del anillo, es decir, $\Delta L_{latiguillo} = 0$ m, $\Delta L_{latiguillo} = 4.445$ m y $\Delta L_{latiguillo} = 6.522$ m, y se toma el promedio de los resultados. Otra opción es realizar un ajuste lineal con tres puntos (correspondientes a las tres longitudes y sus diferencias temporales) para cada longitud de onda. De las dos maneras los resultados son muy parecidos. Los resultados por ambos métodos pueden verse en la Fig. 16, donde viene representada la cantidad que habría que añadir de fibra SMF-28 para compensar cada longitud de onda.

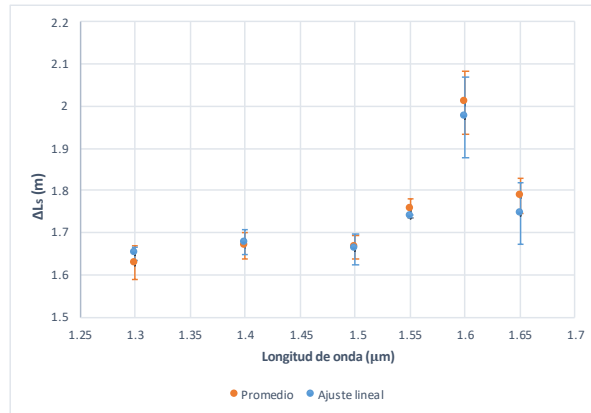


Figura 16: ΔL_s necesario para cada λ promediando los valores (naranja) y realizando un ajuste lineal (azul), con su error correspondiente

La longitud necesaria para solapar los pulsos varía a lo largo del espectro, de forma que si se corrige para una zona del espectro no se ajustaría en el resto. Además, la incertidumbre en los resultados implica que seguiría haciendo falta utilizar la línea de retardo adicional, ya que el recorrido del desplazador no es suficiente para cubrirlo.

El resultado más significativo es el valor en 1550 nm, zona en la que se encuentra el pico de bombeo. Filtrando la longitud de onda se ha obtenido que es necesario añadir 1.758 ± 0.024 m (empleando el método del promedio), en cambio, utilizando bombeo bajo, sin generar supercontinuo, se había obtenido que hacía falta añadir 2.221 ± 0.026 m en 1560 nm. Por otro lado, con bombeo alto, generando supercontinuo, pero sin filtrar habría que añadir 1.96 ± 0.13 m. Esta última medida

tiene mucho más error debido a que únicamente se tomaron tres medidas en cada longitud. Esta diferencia pone de manifiesto que al aumentar el bombeo para generar supercontinuo se modifica claramente la longitud que sería necesaria añadir al anillo. Seguramente, al elevar la potencia de bombeo se induce un mayor cambio de índice en la fibra HNLF respecto a las especificaciones, lo cual coincide con que el valor correspondiente al uso de bombeo bajo, sin generación de supercontinuo, es el que más se acerca a los datos calculados a partir de las especificaciones del fabricante.

6. Conclusiones

A partir del tiempo de vuelo de pulsos procedentes de un láser pulsado, se ha implantado un método de medida del índice de refracción de grupo y la dispersión cromática de una muestra de fibra, obteniendo una precisión razonable incluso empleando muestras cortas de fibra. Se ha aplicado a la fibra SMF-28 de Corning, pero puede emplearse sin cambios en otras fibras pasivas. Aplicando este mismo método a la inversa, se pueden medir longitudes de fibra con una precisión de algunos centímetros. Aunque no es una precisión suficiente en muestras cortas, dicha precisión podría ser interesante en laboratorio para medir longitudes de fibra no accesible directamente o para longitudes en un rango intermedio, demasiado largas para su manejo, pero demasiado cortas para emplear un OTDR convencional.

Por otra parte, se ha conseguido medir el índice de refracción de grupo en varias longitudes de onda (dispersión cromática) de la fibra HNLF cuando el bombeo está generando espectro supercontinuo. Se ha comprobado que en la fibra HNLF se produce un efecto dispersivo con origen en el efecto Raman, debido a la alta potencia de bombeo confinada en la fibra. Aunque este efecto ha sido publicado por otros autores, no había sido medido en HNLF, al menos hasta donde nosotros conocemos.

Finalmente, se ha desarrollado un método para determinar, en función de la longitud de onda, cuánto habría que modificar la longitud del anillo para conseguir la coincidencia temporal entre los pulsos de bombeo y los pulsos de espectro supercontinuo a la entrada de la fibra HNLF, lo que constituye el punto de partida para conseguir amplificación paramétrica.

Por otro lado, a modo de valoración personal del trabajo, puedo decir que me ha permitido trabajar dentro de una especialidad de la física (física óptica) en la que ahora tengo claro que quiero continuar. También me gustaría destacar mi agradecimiento a los directores de este trabajo, los doctores Sebastián Jarabo Lallana y Víctor Berdejo Arceiz, de quienes he recibido toda la ayuda y atención posible.

7. Proyección futura

En primer lugar, es importante realizar más medidas para ampliar el estudio sobre el efecto dispersivo inducido por efecto Raman en la HNLF cuando se genera espectro supercontinuo. Para realizar esta ampliación experimental no es necesario utilizar un anillo de fibra, se podría llevar a cabo de una manera más sencilla adaptando el método experimental a un interferómetro Mach-

Zehnder.

Por otro lado, y a pesar de haber realizado un buen número de intentos con diferentes técnicas (interferométricas, doblado de frecuencia con un cristal no lineal, etc), ha resultado imposible corroborar la coincidencia entre pulsos de bombeo y de espectro supercontinuo. Tras todas las pruebas realizadas, hay un convencimiento claro de que el motivo se debe a que el pulso se ensancha demasiado al recorrer una cavidad tan larga. Una opción que se considera viable consiste en combinar fibras de dispersión positiva y fibras de dispersión negativa en el anillo para compensar la dispersión y evitar el ensanchamiento del pulso, lo que se podría comprobar optimizando la respuesta al pulso de un cristal no lineal que produce doblado de frecuencia.

8. Bibliografía

- [1] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, Second Edition. New York, Springer, 2006.
- [2] J. E. Saldaña-Díaz et al. Spectral attenuation of brain and retina tissues in the near-infrared range measured using a fiber-based supercontinuum device, *Journal of Biophotonics*, 10, 1105-1109 (2017).
- [3] C. S. Cheung et al., High resolution Fourier domain optical coherence tomography in the 2 m wavelength range using a broadband supercontinuum source, *Optics Express* 23, 1992-2001 (2015).
- [4] N. Nishizawa, Generation and application of high-quality supercontinuum sources, *Optical Fiber Technology* 18, 394-402 (2012).
- [5] A. Labrúyère et al., Compact supercontinuum sources and their biomedical applications, *Optical Fiber Technology* 18, 375-378 (2012).
- [6] J. E. Saldaña-Díaz et al., Supercontinuum source based on all-silica fibers with optimized spectral power from 1100 up to 2300 nm, *Optics Laser Technology* 117, 73-78 (2019).
- [7] S. N. M. Rifin et al., Broadband supercontinuum generation with femtosecond pulse width in erbium-doped fiber laser (EDFL), *Laser Physics* 26, 115102 (2016).
- [8] M. Klimczak et al., Coherent supercontinuum generation up to 2.3 m in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all-normal dispersion, *Optics Express* 22, 18824-18832 (2014).
- [9] S. S. Lin et al., Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses, *Opt. Express* 22, 4152-4160 (2014).
- [10] V. A. Kamynin et al., Supercontinuum generation up to 2.7 m in the germanate-glass-core and silica-glass-cladding fiber, *Laser Physics Letters* 9, 219-222 (2012).
- [11] M. López Ripa et al., Near-infrared supercontinuum source by intracavity silica-based highly-nonlinear fiber, *Optics Letters* 44, 2016-2019 (2019).
- [12] M. E. Marhic et al., Fiber optical parametric amplifiers in optical communication systems, *Laser Photonics Reviews* 9, 50-74 (2015).
- [13] R. Gowda et al., All-fiber bidirectional optical parametric oscillator for precision sensing, *Optics Letters* 40, 2033-2036 (2015).
- [14] D. R. Solli et al., Seeded Supercontinuum Generation with Optical Parametric Down-

Conversion, *Physical Review Letters* 105, 233902 (2010).

- [15] Y. Kida et al., Optical parametric amplification of a supercontinuum in a gas, *Applied Physics B: Lasers and Optics* 116, 673–680 (2014).
- [16] J. Zhang et al., Generation and optical parametric amplification of picosecond supercontinuum, *Applied Optics* 49, 6645-6650 (2010).
- [17] S. T. Sorensen et al., The role of phase coherence in seeded supercontinuum generation, *Optics Express* 20, 22886-22894 (2012).
- [18] L. Kiani et al., Comparison of amplitude noise of a fiber-optical parametric oscillator and a supercontinuum source, *Journal of the Optical Society of America B* 31, 1986-1990 (2014).
- [19] P. Rigaud et al., Supercontinuum-seeded few-cycle mid-infrared OPCPA system, *Optics Express* 24, 26494-26502 (2016)
- [20] C. Lavieja, S. Jarabo, M. Marín-Doñágueda, Í. J. Sola, "Mode-locked erbium-doped fiber lasers as source for optical sensor networks over C and L bands," *Optics Fiber Technology* 19, 476-481 (2013).
- [21] C. W. Chang, S. Chi, "Mode-locked erbium-doped fibre ring laser using nonlinear polarization rotation," *Journal of Modern Optics* 45, 355-362 (1998).
- [22] J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, F. J. Salgado-Remacha, Supercontinuum source based on all-silica fibers with optimized spectral power from 1100 up to 2300 nm, *Optics and Laser Technology*, 117, 73-78 (2019).
- [23] S. Jarabo, E. Rodríguez-Martín, J. E. Saldaña-Díaz, F. J. Salgado-Remacha, Sensitivity enhancement by increasing the nonlinear crystal length in second-order autocorrelators for ultrashort laser pulses measurement, *Optics Communications* 437, 367-372 (2019).
- [24] A. M. Heidt et al., Improved retrieval of complex supercontinuum pulses from XFROG traces using a ptychographic algorithm, *Optics Letters* 41, 4903-4906 (2016).
- [25] J. Vengelis et al., Estimation of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation, *Optics Letters* 42, 1844-1847 (2017).
- [26] I. B. Gonzalo et al., Role of the Raman gain in the noise dynamics of all-normal dispersion silica fiber supercontinuum generation, *Journal of the Optical Society of America B* 35, 2102-2110 (2018).
- [27] S. Rao D. S. et al. Ultra-low-noise supercontinuum generation with a flat near-zero normal dispersion fiber, *Optics Letters* 44, 2216-2219 (2019).
- [28] M. A. Eftekhar et al., Versatile supercontinuum generation in parabolic multimode optical fibers, *Optics Express* 25, 9078-9087 (2017).
- [29] K. Krupa et al., Spatiotemporal characterization of supercontinuum extending from the visible to the mid-infrared in a multimode graded-index optical fiber, *Optics Letters* 41, 5785-5788 (2016).
- [30] I. Pipinytė et al., Investigation of continuum generation in the non-zero dispersion-shifted fiber pumped by femtosecond nanojoule pulses in 1450–1800 nm spectral range, *Results in Physics* 17, 103064 (2020).
- [31] Q. Lin and Govind P. Agrawal, Raman response function for silica fibers, *Optics Letters* 31, 3086-3088 (2006).

9. Anexo

Fórmulas de dispersión

$$n(\lambda) = A_0 + A_1\lambda^2 + \frac{A_2}{\lambda^2}(+\dots) \quad (9.1)$$

$$n_g(\lambda) = A_{g0} + A_{g1}\lambda^2 + \frac{A_{g2}}{\lambda^2}(+\dots) \quad (9.2)$$

$$n_g(\lambda) = \frac{d}{d\omega}(n\omega) = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = A_0 - A_1\lambda^2 + 3\frac{A_2}{\lambda^2} \quad (9.3)$$

$$\begin{cases} A_0 = A_{g0} \\ A_1 = -A_{g1} \\ A_2 = \frac{A_{g2}}{3} \end{cases} \quad (9.4)$$

$$GVD(\lambda) = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\omega} = \frac{1}{\pi c^2} \left(-A_{g1}\lambda^3 + \frac{A_{g2}}{\lambda} \right) \quad (9.5)$$

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} GVD = \frac{2}{c} \left(A_{g1}\lambda - \frac{A_{g2}}{\lambda^3} \right) \quad (9.6)$$

$$S(\lambda) = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{2}{c} \left(A_{g1} + 3\frac{A_{g2}}{\lambda^4} \right) \quad (9.7)$$

Si en una longitud de onda λ_m conocemos la dispersión D_m y su pendiente S_m , entonces:

$$A_{g1} = \frac{c}{8} \left(S_m + 3\frac{D_m}{\lambda_m} \right) \quad (9.8)$$

$$A_{g2} = \frac{c}{8} \left(S_m - \frac{D_m}{\lambda_m} \right) \lambda_m^4 \quad (9.9)$$

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{4} \left\{ S_m \left[1 - \left(\frac{\lambda_m}{\lambda} \right)^4 \right] + \frac{D_m}{\lambda_m} \left[3 + \left(\frac{\lambda_m}{\lambda} \right)^4 \right] \right\} \quad (9.10)$$

Con la longitud de onda de dispersión cero (ZDW) λ_0 y la pendiente de la dispersión en ella S_0 :

$$\lambda_0 = \left(\frac{A_{g2}}{A_{g1}} \right)^{1/4} \quad (9.11)$$

$$S_0 = \frac{8}{c} A_{g1} \quad (9.12)$$

la expresión para la dispersión $D(\lambda)$ queda:

$$D(\lambda) = \frac{1}{4} S_0 \lambda \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (9.13)$$

Especificaciones del fabricante

	λ_0 (μm)	S_0 ($\text{ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{Km}^{-1}$)	$n_g(\lambda_0)$
SMF28e	1.313	0.086	1.4677
HNLF	1.55	0.03	1.464*

Tabla Anexo 1: Valores de ajuste

*El valor de $n_g(\lambda_0)$ nm en la HNLF no viene dado por el fabricante. Se toma ese valor porque se ajusta bien al índice de grupo con las especificaciones.

A partir de estos datos, los valores de A_{gi} , $i = \{0, 1, 2\}$, con los que se calcula el índice de grupo son:

	A_{g0}	$A_{g1} \cdot 10^{-3}$ (μm^{-2})	$A_{g2} \cdot 10^{-3}$ (μm^2)
SMF28e	1.4566	3.2228	9.5785
HNLF	1.4586	1.1243	6.4892

Tabla Anexo 2: Valores de A_{gi}

Gráfica dispersiones

$D(\lambda)$ calculado a partir de las especificaciones del fabricante.

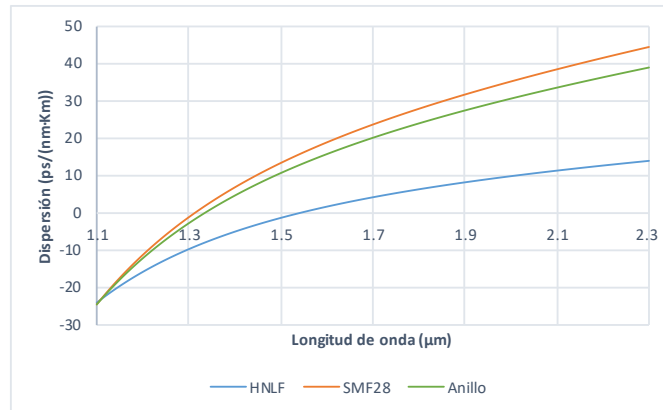


Imagen Anexo 1: Dispersiones