

La investigación reportada en esta tesis es parte de los programas de investigación del CICESE (Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California).

La investigación fue financiada por el CONAHCYT (Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnología).

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México). El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo o titular de los Derechos Autor.

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación
en Óptica Física**

**Estudio de amplificación paramétrica sensible a la fase en
fibras ópticas no lineales para la generación de estados
comprimidos**

Tesis
para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Jorge Andrés Montoya Cardona

Ensenada, Baja California, México
2024

Tesis defendida por
Jorge Andrés Montoya Cardona

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna

Codirector de tesis

Dr. Serguei Stepanov

Codirector de tesis

Dra. Ana Isabel Martínez García

Dra. Karina Garay Palmett

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez



Dr. Daniel Jáuregui Vásquez

Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Ana Denise Re Araujo

Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta **Jorge Andrés Montoya Cardona** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Estudio de amplificación paramétrica sensible a la fase en fibras ópticas no lineales para la generación de estados comprimidos.

Resumen aprobado por:

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna

Codirector de tesis

Dr. Serguei Stepanov

Codirector de tesis

El objetivo general de este trabajo es el estudio comparativo de amplificación paramétrica óptica (OPA) en fibras de sílice fundida microestructuradas de núcleo sólido y en fibras de núcleo hueco llenas de acetileno (C_2H_2). Ambos medios exhiben una no linealidad de tercer orden, lo que permite el proceso de OPA en configuraciones colineales con una alta concentración espacial de potencia de luz. En particular, se implementó un experimento para medir las cuadraturas de un estado cuántico bimodal utilizando la amplificación paramétrica mediante la mezcla de cuatro ondas (FWM) con un bombeo degenerado mediante pulsos láser de picosegundos centrados en una longitud de onda de 737 nm. Este proceso aseguró la generación de pares de fotones señal/acompañante correlacionados que podrían ser amplificados paraméricamente en una fibra microestructurada no lineal similar. Se implementaron experimentos para caracterizar la amplificación paramétrica sensible a la fase en una celda de acetileno. Se presenta una evaluación experimental de la ganancia OPA en un FWM colineal degenerado a 1530 nm cerca de la línea de absorción del acetileno P9. Específicamente se estudió la transformación de la modulación de amplitud en la onda de bombeo de entrada cuasi-continua en el rango de ω a modulación de fase de salida y viceversa. Esta investigación compara las eficiencias de OPA y el potencial para generar estados de luz comprimidos y entrelazados en medios basados en fibras con no linealidades resonantes y no resonantes.

Palabras clave: Estados de vacío comprimido, amplificación paramétrica, fibras ópticas microestructuradas.

Abstract of the thesis presented **by Jorge Andrés Montoya Cardona** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

Study of Phase-Sensitive Parametric Amplification in Nonlinear Optical Fibers for the Generation of Squeezed States

Abstract approved by:

PhD. Francisco Antonio Domínguez Serna

Thesis Co-Director

PhD. Serguei Stepanov

Thesis Co-Director

The overall objective of this work is the comparative study of optical parametric amplification (OPA) in microstructured solid-core fused silica fibers and hollow-core fibers filled with acetylene (C_2H_2). Both media exhibit third-order nonlinearity, enabling the OPA process in collinear configurations with a high spatial concentration of light power. An experiment was implemented to measure the quadratures of a bimodal quantum state using parametric amplification via four-wave mixing (FWM) with a degenerate pump by picosecond laser pulses centered at a wavelength of 737 nm. This process ensured the generation of correlated signal/idler photon pairs that could be parametrically amplified in a similar nonlinear microstructured fiber. Experiments were implemented to characterize phase-sensitive parametric amplification in an acetylene cell. An experimental evaluation of the OPA gain in a degenerate collinear FWM at 1530 nm near the P9 acetylene absorption line is presented. Specifically, the transformation of amplitude modulation in the quasi-continuous W-scale input pump wave to output phase modulation and vice versa was studied. This research compares OPA efficiencies and the potential to generate squeezed and entangled light states in fiber-based media with resonant and non-resonant nonlinearities.

Keywords: Squeezed vacuum states, parametric amplification, microstructured optical fibers.

Dedicatoria

A mi padre: mi maestro de vida, mi modelo a seguir y mi mayor orgullo.

Agradecimientos

A Dios, por estar a mi lado, escucharme y ayudarme en los momentos más necesitados, dándome la fe necesaria para avanzar en el camino de la ciencia.

A mi padre, por siempre estar a mi lado a pesar de la distancia, por sus palabras de aliento y la fuerza que lo caracteriza. Gracias por cuidar de mi desarrollo personal y educativo, y enseñarme que somos los arquitectos de nuestro destino. A mi madre, por su amor maternal y cuidado, por sus enseñanzas y vivencias que me guiaron en este viaje. A Pati, por su apoyo y cariño incondicional, siempre cuidándome como a su propio hijo. A mis hermanas, Alejandra, Catalina y Mariana, por su compañía y apoyo constante en mi vida. A mis amigos y hermanos de la vida, Maryelin y Lázaro, sus llamadas y mensajes siempre me hicieron sentir en casa.

A Sara Blandón, por regalarme su tiempo, apoyo y amor durante todo el proceso de esta tesis. Gracias por cuidarme y escucharme, especialmente en los momentos difíciles; tus palabras fueron clave para la culminación de este proyecto.

Mis más profundos agradecimientos a mis directores de tesis, el Dr. Francisco Domínguez Serna y el Dr. Serguei Stepanov, por sus enseñanzas, no solo académicas sino de vida, a lo largo del desarrollo de esta tesis. Gracias por su confianza y por mostrarme que, aunque el camino pueda ser complicado, su sabiduría y experiencia iluminaban mis problemas. También agradezco a la Dra. Karina Garay, por ser la primera en creer en mí y abrirme las puertas al CICESE y a su grupo de investigación.

Agradecimientos especiales a mis maestros y amigos Erick Reyes y Nelson Gómez, por introducirme al fascinante mundo de la investigación. Gracias por todo el conocimiento y sabiduría que me han brindado a lo largo de los años, por sus consejos y su apoyo constante, que me han ayudado a crecer tanto académicamente como personalmente. Gracias a ustedes por ayudarme a vivir algunos de los mejores momentos de mi vida a través de la investigación. Gracias a mi amigo y maestro Ignacio del Villar, por su ayuda en mi crecimiento personal y académico, por siempre escucharme y aconsejarme. También agradezco a Esteban González por su amistad y apoyo en mi formación académica, y a mi amigo y colega Juan Soto, por su valiosa amistad y acompañamiento durante la elaboración de la tesis.

Agradezco a los hermanos que me dejó la maestría, Napo y José. Gracias por estar siempre conmigo en los buenos y malos momentos, su compañía fue fundamental en la realización de esta tesis. Gracias por las noches mágicas, llenas de historias y risas, que fueron reconfortantes e importantes para mí. Aunque tal vez la distancia nos separe, siempre los llevaré en mi corazón. A los amigos que me regaló

Ensenada, por los maravillosos momentos vividos. Gracias a Yesi, Luisa, Juan, Ferney, Jenny, Paola, Mafe, Daniela, Mariana, Blanca, Luis, Dario, Yael, Jasnit, Alfredo, Lázaro, y a todos los que me acompañaron durante mi tiempo en México, por hacerme sentir como en casa.

A la familia Adame Márquez, por recibirme en su hogar y hacerme parte de su familia. Gracias a Don Carlos y Doña Elisa, por cuidarme como a un hijo, por su confianza y por ayudarme en lo que fuera necesario. Gracias a mis hermanos Carlos, Caro y Eli, por recibirme con amor y respeto en su hogar.

Agradezco al Dr. Eliseo Hernández, por mostrarme, enseñarme y enamorarme de la investigación experimental, que aprendí a llamar el mundo real. Su acompañamiento en el laboratorio, lleno de enseñanzas y trucos, fue una parte fundamental en el desarrollo de esta tesis.

Agradezco a la Dra. Nayeli Casillas y al Dr. Manuel Ocegueda, por su apoyo constante durante la etapa de investigación teórica y experimental de la tesis, sus enseñanzas fueron bases sólidas que me permitieron desarrollar este trabajo con el tiempo.

A mis maestros de los cursos de la maestría, por permitirme conocer el mundo de la óptica y compartir conmigo sus valiosos conocimientos en clase. Un agradecimiento especial al Dr. Víctor Ruiz, el Dr. Eugenio Méndez y el Dr. Raúl Rangel, por sus maravillosas charlas sobre óptica y la vida.

A mis sinodales, por sus aportes y acompañamiento durante todo el transcurso de la tesis: la Dra. Ana Martínez, la Dra. Karina Garay, el Dr. Roger Cudney y el Dr. Eugenio Méndez.

Al proyecto Ciencia de Frontera CF-2023-G-687, titulado “Estados comprimidos de luz para procesamiento de información cuántica y distribución de llaves cuánticas en dispositivos fotónicos integrados”.

Agradezco al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE), por ser el lugar donde pude explorar y aprender sobre el maravilloso mundo de la óptica.

Finalmente, agradezco al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	ii
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatoria.....	iv
Agradecimientos.....	v
Lista de figuras.....	ix
Capítulo 1. Introducción.....	1
1.1 Fibras ópticas de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF) y núcleo sólido (PCF).	6
1.2 Propiedades ópticas del acetileno en el rango espectral de 1500 nm.	8
1.3 Antecedentes experimentales	10
1.3.1 Medio resonante.....	10
1.3.2 Medio no resonante.....	11
1.4 Objetivos	12
1.4.1 Objetivo general.....	12
1.4.2 Objetivos específicos.....	12
1.5 Estructura de la tesis.....	13
Capítulo 2. Conceptos básicos.....	15
2.1 No linealidad óptica	15
2.1.1 Mezclado de cuatro ondas	18
2.1.2 Ganancia y amplificación paramétrica	20
2.2 Amplificación paramétrica en un medio resonante.....	23
2.2.1 Cavidad de anillo de fibra óptica: técnica para detectar la modulación de fase	33
2.3 Descripción cuántica de la luz	37
2.3.1 Mecánica cuántica del oscilador armónico.....	37
2.3.1.1 Hamiltoniano y observables.....	37

2.3.2	Luz comprimida monomodal y multimodal	38
2.3.2.1	El operador de compresión monomodal y multimodal	41
2.3.3	Mezclado de cuatro ondas espontáneo	43
2.3.4	Amplificación paramétrica de estados de vacío comprimido	45
2.3.4.1	Caracterización del grado de compresión.....	48
Capítulo 3.	Metodologías	49
3.1	Medio resonante.....	50
3.1.1	Medición de absorbancia	52
3.1.2	Medición de la potencia de saturación	54
3.1.3	Preparación y caracterización de la cavidad de anillo de fibra óptica	56
3.1.4	Arreglo experimental para evaluación de amplificación paramétrica.....	58
3.2	Medio no resonante.....	61
3.2.1	Medición de las parejas de fotones generadas por mezclado de cuatro ondas.....	62
3.2.2	Modelo computacional: caracterización de la dispersión de la PCF.....	65
3.2.3	Arreglo experimental para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación paramétrica	68
Capítulo 4.	Resultados.....	71
4.1	Medio resonante.....	71
4.1.1	Evaluación del tiempo de llenado y de la absorbancia óptica	71
4.1.2	Evaluación de la potencia de saturación.....	73
4.1.3	Medición de transformación de modulaciones y evaluación de ganancia OPA	77
4.2	Medio no resonante.....	84
Capítulo 5.	Conclusiones.....	99
5.1	Trabajo a futuro	101
Literatura citada		102

Lista de figuras

Figura	Página
1. Diagrama de (a) fibra de cristal fotónico de núcleo sólido. (b) fibra de cristal fotónico de núcleo hueco. El color blanco representa las regiones de aire y el color gris muestra las regiones de sílice. Además, los parámetros d y Λ son el diámetro de los agujeros de aire y el período, respectivamente.	7
2. Espectro de transmisión del acetileno. Imagen tomada y modificada de (Swann & Gilbert, 2000)	8
3. Representación esquemática de un fibra óptica birrefringente donde se indica el sistema de referencia para el formulismo presentado.	17
4. En (a) se muestra el campo de luz de entrada como la superposición de una onda de bombeo fuerte (E_0) y una onda pequeña oscilante, por una modulación en amplitud (flecha azul). En (b) el campo de salida se vuelve tanto modulado en amplitud como en fase, lo que conduce a una rotación de la señal modulada en el espacio de fasores.	27
5. (a) Perfiles espectrales de absorción óptica y (b) retardo de fase, observados para diferentes potencias incidentes normalizadas $P' = 0.1, 1, 2, 5$, con $\alpha_0 L = 0.5$	29
6. Resultados de la simulación para $\kappa a p$ (a) y $\kappa p a$ (b) para una línea no homogénea con ancho espectral de 500 MHz y $\alpha_0 L = 2.45$. La línea roja muestra la parte real, y la azul la imaginaria; la curva negra muestra la saturación de absorbancia $\alpha L/2$ para la misma desintonía.	32
7. Resultados de la simulación para las partes reales de $\kappa a p$ (rojo) y $\kappa p a$ (azul) para una línea no homogénea con ancho espectral de 500 MHz y $\alpha_0 L = 2.45$. La línea negra muestra la ganancia OPA esperada según la ecuación (54).	33
8. Geometría de la cavidad de anillo de fibra óptica: (a) configuración de la cavidad. En (b), transmitancia teórica, y (c) desplazamiento de fase esperado para un resonador de anillo con transmitancia de $\kappa = 0.5$	34
9. En (a), se representa el campo luminoso de entrada mediante el plano de fasores, mostrando una superposición de una onda de bombeo intenso (E_0) y una onda pequeña, puramente modulada en amplitud (flecha azul). En (b), se muestra esquemáticamente el perfil de absorción y dispersión de una línea no homogénea utilizando las ecuaciones de Bloch. Se realiza una sintonización del campo de bombeo ωp fuera de la línea de absorción, con las correspondientes bandas laterales desplazadas una frecuencia $\pm \delta \omega$. Finalmente, en (c), se muestra el efecto producido en el pulso modulado de entrada al interactuar fuera de la línea de absorción.	35
10. En (a), se representa en el plano de fasores el campo luminoso de entrada como una superposición de una onda de bombeo intensa (E_0) y una onda pequeña, puramente modulada en amplitud (flecha azul). En (b), se muestra esquemáticamente el perfil de absorción y dispersión de una línea no homogénea mediante las ecuaciones de Bloch. Se realiza una sintonización del campo de bombeo (ωp) a 250 MHz del centro de la línea de	

- absorción, con las correspondientes bandas laterales desplazadas a una frecuencia $\pm\delta\omega$. Finalmente, en (c), se ilustra el efecto producido al pulso modulado de entrada al interactuar con el medio no lineal y generar una componente de modulación de fase (*mpout*)...... 36
11. Campo de luz en el estado cuántico de vacío. (a) Función de Wigner del estado de vacío. (b) Resultado típico que se podría obtener al medir la intensidad del campo eléctrico (normalizado) de la onda de luz en el estado de vacío en función del tiempo. (c) Representación en el espacio de fases del resultado de la medición..... 38
 12. Campo de luz en estado comprimido. (a) Función de Wigner del estado de vacío comprimido en posición. (b) Dependencia temporal del campo eléctrico de vacío comprimido con ángulo de compresión $\pi/4$. (c) Representación en el espacio de fases del resultado de la medición. 39
 13. Esquemático de una PCF para la generación de sFWM (a). El recuadro muestra la ubicación del haz de bombeo y la creación de dos señales de menor intensidad (bandas laterales). Diagrama de energía (b) y momento (c) para la sFWM degenerado..... 43
 14. Esquemático de una PCF en el que el estado de entrada al medio no lineal es uno de los fotones que el mismo medio generó por sFWM, dando lugar a amplificación paramétrica del estado de entrada..... 45
 15. Estructura transversal de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco HC-1550. Imagen tomada de (Xiao et al., 2007)..... 50
 16. Arreglo experimental para la medición de la absorbancia para la línea de absorción P9 del acetileno a diferentes presiones del gas. Las conexiones de color negro corresponden a cables coaxiales con conectores tipo BNC, las conexiones amarillas corresponden a fibra óptica SMF28. PG-generador de señales; CL1-controlador láser; TCSL1-diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda de 1530.3 nm; VC-cámara de vacío; L-lente esférica; BAR-barómetro; PD1,2-fotodetector; OSC- osciloscopio..... 52
 17. Arreglo experimental para la medición de la potencia de saturación del acetileno. PC-controlador de polarización; AM-modulador electroóptico de intensidad; V-fuente de voltaje; EDFA-amplificador de fibra dopado con erbio; TCSL2-diodo láser semiconductor de bombeo a 980 nm; CL2- controlador láser..... 55
 18. Arreglo experimental para el estudio del resonador de fibra óptica de lazo cerrado..... 57
 19. Diagrama experimental del montaje para la evaluación de amplificación paramétrica. 58
 20. Esquema de la interacción de un pico de resonancia de una cavidad de anillo y un pulso modulado en amplitud. El barrido a través de los picos de resonancia del anillo se genera debido a variaciones de temperatura ambiental. Esto nos permite la observación de la interacción del pulso modulado con el sistema resonante, que ocurre durante el período de ajuste alrededor del pico de resonancia, desde t_0 hasta t_4 . El pulso modulado tendrá su mínimo de transmitancia en t_2 y recobra su máxima amplitud en t_4 61
 21. Imagen SEM de la NL-PM-750. En el contexto de la metodología y los resultados, se ha establecido un sistema de referencia específico, donde el eje lento se alinea con la dirección horizontal, mientras que el eje rápido se corresponde con la orientación vertical. 62

22. Arreglo experimental para la generación y caracterización de parejas de fotones generadas por el proceso de sFWM..... 63
23. Vista transversal de la geométrica de la fibra (a). Condición de malla de la PCF propuesta (b). 66
24. Arreglo experimental para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación óptica paramétrica a partir del fenómeno de FWM en una PCF..... 69
25. Rampa de voltaje aplicada en el controlador láser y un perfil de transmitancia típico (estado estacionario para presión de 1 Torr)..... 71
26. Evolución temporal de la transmitancia alrededor de la línea P9 del acetileno. En (a), se muestra la variación del perfil de transmitancia a lo largo del tiempo, donde se observa cómo cambia su profundidad. En (b), se representan los mínimos de transmitancia extraídos en función del tiempo, lo que permite analizar la estabilidad y el comportamiento dinámico de la absorción..... 72
27. Representación experimental de la absorbancia para la línea P9 en función de la presión dentro de la celda. 73
28. En la figura (a) se presenta una superposición de tres pulsos ópticos: el primer pulso, representado por una línea punteada, corresponde al pulso de entrada, mientras que las líneas discontinua y continua representan los pulsos de salida cuando el láser se sintoniza fuera y dentro de la línea de absorción P9, respectivamente. La figura (b) muestra la transmitancia estacionaria de la HC-PCF con acetileno en relación con la potencia incidente. La línea discontinua indica la transmitancia fuera de la línea de absorción, mientras que la línea continua refleja la transmitancia cuando el láser se sintoniza en la línea de absorción. 74
29. Las transmitancias de la HC-PCF en función de la potencia de los pulsos de entrada se presentan para diferentes presiones de acetileno. Las líneas sólidas representan los ajustes teóricos calculados a partir de los resultados presentados para cada evaluación experimental. 75
30. Representación experimental de la P_{sat} en función de la presión dentro de la celda. 77
31. En (a) se presenta el perfil de absorción (línea negra sólida) y dispersión (línea negra punteada) de la cavidad de anillo de fibra óptica. Las flechas rojas muestran componentes de portadora y las azules las bandas laterales. En (b) se muestra el plano de fasores del pulso óptico modulado obtenido a la salida del anillo de fibra para el caso de modulación de amplitud pura (b) y para modulación mixta (c). 79
32. Medición experimental de la interacción del pulso óptico modulado a la salida de la celda con el anillo de fibra en el caso en el que se sintonizó el láser por fuera de la línea de absorción P9 del acetileno. En (a) se muestran las señales del pulso capturadas en la interacción de bajada del anillo y en (b) las de subida. En (c) se presentan las amplitudes de modulación, detectadas durante su medición en bajada (círculos negros) y subida (círculos rojos), en función de la transmitancia del pulso dentro del anillo. 80

33. Medición experimental de la interacción del pulso óptico modulado a la salida de la celda con el anillo de fibra en el caso en el que se sintonizó el láser al centro de un lado de la línea de absorción P9 del acetileno. En (a) se muestran las señales del pulso capturadas en la interacción de bajada del anillo y en (b) las de subida. 81
34. Amplitudes de modulación de intensidad en la detección en los lados opuestos del mínimo de transmitancia de la cavidad de anillo de bajada (círculos negros) y subida (círculos rojos), según la transmitancia del pulso dentro del anillo..... 82
35. Contribución relativa de una modulación de fase en la luz de salida de la celda de acetileno en función de la potencia de entrada. 83
36. (a) Mediciones experimentales de los fotones generados por mezclado de cuatro ondas para la PCF NL-PM 750, considerando los procesos copolarizados. Los círculos negros corresponden al proceso YYYY y los círculos rojos al proceso XXXX. Las barras de error representan el FWHM del espectro medido de las señales detectadas. En (b) y (c) se visualizan algunos espectros para los procesos YYYY y XXXX. 84
37. Gráfico de pseudocolor que representa el cambio del módulo cuadrado de la condición de empatamiento de fase Δk en función de la variación de los parámetros geométricos de la PCF Λ, d para 3 valores del parámetro D 86
38. Gráfico de pseudocolor que representa el cambio del módulo cuadrado de la condición de empatamiento de fase Δk en función de la variación de los parámetros geométricos. (a) Variación de Λ, D con d y en (b) variación de Λ, d con D para la condición óptima de empatamiento de fase. 87
39. (a) Curva de los índices de refracción efectivos de la PCF NL-PM-750 para el modo fundamental (LP_{01}) en su polarización en X (línea roja) y polarización Y (línea negra) en función de la longitud de onda. El recuadro muestra una ampliación del área alrededor a 780 nm donde se calcula su birrefringencia y se compara con la reportada por el fabricante. Distribución espacial de la magnitud del campo eléctrico del modo LP_{01} en sus polarizaciones Y (b) y X (c). 88
40. Curvas de dispersión de la PCF NL-PM-750 para el modo fundamental (LP_{01}) en su polarización en X (línea roja) y en Y (línea negra) en función de la longitud de onda. Los recuadros muestran ampliaciones de las áreas alrededor de los puntos de cruce de cero dispersión..... 89
41. Diagramas de empatamiento de fase para la PCF NL-PM-750. Estos contornos fueron calculados a partir del índice refracción efectivo. 90
42. Propiedades espectrales de FWM para la PCF NL-PM-750. (a) Diagrama de empatamiento de fase teórico para el proceso XXXX. (b) Intensidad espectral conjunta obtenida para una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p = 737$ nm. 91
43. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos con todos los TMs involucrados para los fotones (a) señal y (b) acompañante. 92
44. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos para los fotones (a) señal y (b) acompañante. Se asume que la

- entrada incluye todos los TMs involucrados, excluyendo los TMs que se superponen con el bombeo. 92
45. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos para los fotones (a) señal y (b) acompañante. Se asume que la entrada incluye solo el modo temporal fundamental TM. Los recuadrados muestran ampliaciones de las áreas en las que se realizó el cálculo para las intensidades de cuadratura. 93
46. Calibración de espectros para el fotón señal. (1) Señal y acompañante a la entrada del AP (FWM, línea azul), (2) acompañante a la entrada del AP (Z_s bloqueando señal, línea roja), (3) Entrada de vacío (Z_{si} bloqueando señal y acompañante, línea magenta), y (4) señal a la entrada (Z_i bloqueando acompañante, línea negra). 94
47. Calibración de espectros para el fotón acompañante. (1) Señal y acompañante a la entrada del AP (FWM, línea azul), (2) acompañante a la entrada del AP (Z_s bloqueando señal, línea roja), (3) Entrada de vacío (Z_{si} bloqueando señal y acompañante, línea magenta), y (4) señal a la entrada (Z_i bloqueando acompañante, línea negra). 95
48. Medición de la compresión de cuadratura de intensidad. $I_i(\lambda, \theta)$ se muestra para diferentes valores de θ . El recuadrado muestra la medición espectral de las cuadraturas a la salida del amplificador paramétrico donde se muestra la amplificación de una cuadratura $\theta = 0^\circ$ (línea negra) y amplificación de la cuadratura ortogonal $\theta = 90^\circ$ (línea azul), la cual se sintoniza a partir de la sintonización de la fase del bombeo. 97

Capítulo 1. Introducción

En la actualidad, la ciencia y la tecnología se encuentran inmersas en la emocionante era de la segunda revolución cuántica (Wang & Song, 2020), donde los principios fundamentales de la mecánica cuántica están siendo explorados y explotados para abrir nuevas fronteras en el procesamiento de información (Flamini et al., 2019) y metrología cuántica (Polino et al., 2020). En este contexto, existen desafíos fundamentales que deben abordarse para llevar a cabo investigaciones innovadoras y avanzar en la aplicación práctica de los fenómenos cuánticos. Uno de los aspectos más intrigantes de esta revolución es la búsqueda de técnicas avanzadas que permitan manipular y controlar la información cuántica de manera eficiente. Sin embargo, el control de los sistemas cuánticos es sumamente complejo debido a las limitaciones tecnológicas actuales, que se caracterizan por la presencia de ruido en las mediciones y manipulaciones de dichos sistemas. La óptica cuántica continúa desplegando su relevancia en diversas plataformas de detección mediante el uso de técnicas avanzadas como la reducción de ruido cuántico, conocida como squeezing en inglés. Esta técnica permite reducir el ruido estadístico en una variable de un campo cuántico al disminuir la incertidumbre de los estados utilizados, a costa de aumentar el ruido en la variable conjugada (Lvovsky, 2015). El squeezing se aplica para mejorar la relación señal-ruido al detectar fenómenos físicos derivados de la variable comprimida, utilizando técnicas basadas en óptica no lineal.

Tres décadas han pasado desde las primeras observaciones de la reducción del ruido cuántico a partir de fuente de luz comprimidas o *squeezing light* en inglés. A partir de estas fuentes (Bondurant et al., 1984) y los primeros sensores comprimidos (Bondurant & Shapiro, 1984), que utilizan principios de la mecánica cuántica para medir con mayor precisión (Caves, 1981), surgieron las primeras pruebas de concepto. De manera cada vez más práctica, los sensores actuales pueden superar a los clásicos cuya sensibilidad de última generación está limitada por el principio de incertidumbre de Heisenberg (Degen et al., 2017). Durante la última década, los estados comprimidos emergieron como una herramienta crucial con aplicaciones potenciales cuánticas. Dentro del extenso conjunto de recursos de la tecnología cuántica, nos encontramos con la metrología cuántica: la ciencia de mediciones de precisión. La aparición de la metrología cuántica se atribuye a la importancia central de las mediciones precisas en la ciencia de la información cuántica y en la ciencia cuántica (Giovannetti et al., 2006). Además, la metrología ha ganado relevancia debido a las posibles ventajas que ofrece en diversas disciplinas científicas, incluyendo la biología y las ciencias médicas (Pirandola et al., 2018). Estas ventajas incluyen mejoras significativas en la precisión de las mediciones, la detección temprana de enfermedades, y la reducción del ruido en técnicas de imagen como la resonancia magnética (MRI) y la tomografía por emisión de positrones (PET), lo cual

puede mejorar la resolución y la calidad de las imágenes, proporcionando información más detallada y precisa (Taylor & Bowen, 2016). Por otro lado, uno de los campos centrales de la metrología es la interferometría cuántica, también conocida como estimación/detección de la fase cuántica (Giovannetti et al., 2011). Los estados comprimidos han jugado un papel importante en la interferometría para la detección de ondas gravitacionales, especialmente en experimentos como LIGO (Aasi et al., 2013) (Laser Interferometer Gravitational-Wave Detector) y GEO600 (Grote et al., 2013) (German-British Gravitational Wave Detector). La reducción del ruido cuántico mediante estados comprimidos contribuye a mejorar la sensibilidad del interferómetro. Al comprimir las fluctuaciones en una variable medida, como la posición, se reduce la incertidumbre cuántica en esa variable específica, lo que facilita la detección de señales débiles, como las producidas por ondas gravitacionales. Entre otras potenciales aplicaciones destaca el procesamiento de información: un estudio y desarrollo tecnológico que se basa en los principios de la mecánica cuántica para realizar operaciones de información. Los estados comprimidos han tomado un rol importante en el procesamiento, ofreciendo ventajas significativas en la manipulación y transmisión de información. Entre sus aportes más importantes se destaca la reducción del ruido cuántico (Heinze et al., 2022), generación controlada de estados cuánticos para la implementación de puertas cuánticas (Zhao et al., 2020) y la creación de estados específicos requeridos en algoritmos cuánticos (Kaubruegger et al., 2019) y protocolos de procesamiento de información (Andersen et al., 2015), entre otros. Por lo tanto, la utilización de estados comprimidos en el procesamiento representa una estrategia poderosa para superar los desafíos inherentes a la manipulación de información cuántica en entornos no lineales, abriendo nuevas posibilidades en la implementación de tecnologías avanzadas.

Dentro de estos más de 30 años de investigación de estados comprimidos de luz, se han reportado diferentes técnicas y materiales no lineales utilizados para la generación de estados comprimidos. La primera señal de luz comprimida se observó en un experimento innovador realizado por Slusher et al. en 1985 utilizando el proceso de mezclado de cuatro ondas en un vapor atómico de átomos de sodio, logrando una medición de squeezing de 0.3 dB por debajo del ruido de vacío en la cuadratura comprimida. No obstante, en 1986 se demostró la generación de estados comprimidos basados fibra óptica que explotaba la no linealidad de tipo Kerr de tercer orden del SiO_2 (Shelby et al., 1986), logrando un squeezing de 0.6 dB por debajo del ruido de vacío, así como el enfoque basado en la no linealidad de segundo orden de un cristal ferroeléctrico (Wu et al., 1986), donde la compresión fue de aproximadamente 3.5 dB debajo del ruido de vacío. Unos meses después, se presentó otra tecnología para la generación de luz comprimida. Utilizando una técnica en la que suprimieron las corrientes fotónicas que impulsan un láser semiconductor, propuesta por Machida et al. en 1987 para producir squeezing, se midió una compresión máxima de 0.3 dB en el espectro de salida del láser de prueba, mientras que el láser de referencia se usó para calibrar el

nivel de ruido de disparo. Estos cuatro experimentos han marcado el inicio de las áreas más importantes en el estudio de la generación de estados comprimidos. Hasta la fecha, la tecnología de estados comprimidos se ha mejorado continuamente gracias al desarrollo de componentes ópticos de bajas pérdidas. El uso de detectores de alta eficiencia y electrónica de bajo ruido ha permitido alcanzar un squeezing de 9 dB utilizando conjuntos atómicos (Takeno et al., 2007), 7 dB con fibras ópticas (Dong et al., 2008) y 12.7 dB con cristales ferroeléctricos (Eberle et al., 2010). Esta mejora significativa se ha logrado al emplear estos sistemas, los cuales han facilitado la cuantificación de dichos niveles, superando ampliamente los experimentos iniciales donde se observaron 0.3 dB, 0.6 dB y 3.5 dB, respectivamente.

Dentro de la caracterización de los materiales y técnicas utilizadas para la generación de estados comprimidos, se encuentran los materiales con no linealidad de segundo orden $\chi^{(2)}$, donde se utilizan técnicas como la conversión paramétrica descendente (PDC, por sus siglas en inglés). Por otro lado, la no linealidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ implica procesos no lineales mucho más débiles que sus contrapartes de segundo orden. Sin embargo, existen materiales amorfos que presentan esta no linealidad de tercer orden, lo que hace crucial la elección del sistema físico adecuado para maximizar la interacción. Aunque la interacción $\chi^{(3)}$ es débil, esta puede ser compensada exitosamente con una mayor longitud de interacción. Durante el proceso de generación de luz comprimida, la ganancia estará determinada por la no linealidad del medio, la cual es inversamente proporcional al área transversal efectiva por la cual la luz se propaga en la fibra y la longitud de ésta. Por eso, generar squeezing en fibras ópticas se presenta como una alternativa bastante práctica ya que las fibras ópticas no solo ofrecen bajas pérdidas en largas distancias, sino que también permiten una interacción más prolongada. Por ejemplo, en IBM, Shelby et al. en 1986 utilizaron una fibra óptica de 114 m en sus primeros experimentos para aprovechar estas características.

La generación de squeezing en fibras ópticas se basa en el mezclado de cuatro ondas (Four Wave Mixing, en inglés) y el efecto no lineal óptico de Kerr. La no linealidad de tercer orden conduce a una situación en la que el índice de refracción del material en el que se propaga la luz depende de la intensidad de la luz misma (Boyd, 2003). El FWM es un proceso paramétrico no lineal de tercer orden en el que dos fotones del campo de bombeo se aniquilan para producir dos fotones adicionales, conocidos como señal y acompañante (McMillan et al., 2013). La eficiencia del proceso paramétrico depende principalmente de la no linealidad de la fibra óptica, la potencia de bombeo y la condición de empatamiento de fases durante la interacción de los campos. En el proceso de interacción simultánea de los cuatro campos ópticos, surge la amplificación paramétrica sensible a la fase. Los amplificadores ópticos paramétricos transforman un estado coherente en un estado comprimido (Levandovsky et al., 1999; Werner et al., 1995; Yurke et al.,

1989). El efecto Kerr no necesita estrategias sofisticadas de adaptación de fases (situación que se debe controlar en un medio no lineal $\chi^{(2)}$) y, por tanto, es uno de los medios más sencillos para producir luz comprimida.

Las fibras de cristal fotónico (PCFs, por sus siglas en inglés) representan una innovación significativa en la generación de estados comprimidos. Las PCFs pueden dividirse en dos modos operativos, dependiendo del mecanismo de propagación. Las PCFs de núcleo sólido, guían la luz a través del principio de propagación por reflexión total interna. A diferencia de las fibras ópticas convencionales, el contraste de materiales entre el núcleo (en general sílice fundida, *fused silica* en inglés) y el revestimiento microestructurado de agujeros aire conlleva a una alta no linealidad gracias al mayor confinamiento de luz. Esto se traduce en la reducción del área transversal efectiva y el aumento de la intensidad del campo óptico. Aunque su transición altamente resonante se encuentra en la región del ultravioleta (longitudes de onda menores a 300 nm) (Atkins, 1992; Karlitschek et al., 1995), su aplicación en el régimen visible e infrarrojo conlleva a que estas fibras se comporten como un medio no resonante, permitiendo su uso eficiente en comunicaciones y otras aplicaciones ópticas sin sufrir pérdidas significativas debido a la absorción resonante. Las PCF de núcleo hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés), guían la luz a través del fenómeno fotónico de banda prohibida. En este mecanismo de propagación, la luz no puede transmitirse a través de la banda prohibida fotónica creada por la estructura periódica, confinándola dentro del núcleo de aire. Sin embargo, la principal ventaja de las HC-PCF es la capacidad de utilizar el núcleo hueco para almacenar materiales, como gases u otras sustancias. Tener un gas confinado en la sección transversal del núcleo permite intensificar la interacción entre la luz y el gas, facilitando el estudio de efectos no lineales. Las HC-PCF, en cuyo núcleo se puede inyectar fases como el rubidio (Rb) (Ghosh et al., 2006), hidrógeno molecular (H_2) (Benabid et al., 2002), xenón (Xe) (P. St. J. Russell et al., 2014) o acetileno (C_2H_2) (Wang et al., 2021), introducen una ventaja en la sintonización de la presión y composición del gas dentro de la fibra. El acetileno, en particular, presenta un conjunto de aproximadamente 50 líneas de absorción en el rango espectral de 1510-1540 nm, que pueden ser fácilmente sintonizadas por elementos ópticos convencionales, ya que este rango corresponde a la banda de telecomunicaciones, comportándose así como un medio resonante (Swann & Gilbert, 2000). La capacidad de sintonizar una de las líneas de absorción del acetileno, como la P9, caracterizada por su alta absorbancia, proporciona un nuevo grado de control en la no linealidad del medio. Esto es crucial para la generación controlada de estados comprimidos en el rango espectral de la banda de telecomunicaciones, donde muchos dispositivos de fibra convencionales están optimizados. La compatibilidad del acetileno con este rango espectral no solo permite aprovechar las propiedades no lineales del gas, sino que también abre nuevas posibilidades para el estudio y la generación eficiente de estados comprimidos en sistemas ópticos avanzados.

El estudio de la amplificación paramétrica sensible a la fase está enmarcado en los intereses tanto de LINOC (Laboratorio de Interacciones No Lineales y Óptica Cuántica) y el laboratorio de Rejillas Dinámicas, ambos del Departamento de Óptica del CICESE (Centro de Investigación científica y de Educación Superior de Ensenada, B.C.). LINOC busca diseñar y desarrollar una plataforma para aplicaciones en el procesamiento cuántico de información asistido por óptica no lineal (Aguayo-Alvarado et al., 2022; F. Domínguez-Serna & Garay-Palmett, 2020). Para lograr esto, en LINOC también se estudia teórica y experimentalmente el diseño de fuentes de luz no clásicas probabilísticas (Cruz-Delgado et al., 2014; F. A. Domínguez-Serna & Garay-Palmett, 2021; Garay-Palmett et al., 2016) y deterministas (Borrero Landazabal et al., 2019) mediante técnicas como el proceso no lineal de mezclado de cuatro ondas y la emisión de puntos cuánticos. Específicamente, los estudios de FWM en LINOC se centran en el rango espectral de 700-900 nm. En estas longitudes de onda, las fibras ópticas de sílice fundida no presentan propiedades resonantes que afecten el comportamiento óptico, actuando así como un medio no resonante. El laboratorio de rejillas dinámicas actualmente está interesado en la investigación de amplificación óptica sensible a la fase para efectos cuánticos coherentes en HC-PCF rellenas de acetileno, en donde se han tenido grandes avances en el estudio de interferometría de alta resolución (Aguilar et al., 2020), experimentación y caracterización de una celda de acetileno como medio no lineal (Casillas et al., 2017, 2021; Casillas, Stepanov, Ocegueda, & Hernández, 2019a), nutación óptica (Ocegueda et al., 2018), entre otros. Los estudios en este laboratorio se centran en las líneas resonantes del espectro del acetileno (longitudes de onda entre 1510-1540 nm), trabajando con un medio resonante. En base a lo mencionado anteriormente, podemos distinguir que ambos grupos de investigación comparten intereses en común y aparte de esto usan medios no lineales de tercer orden $\chi^{(3)}$ para sus investigaciones en regímenes distintos.

El enfoque principal de esta tesis es realizar una investigación comparativa de amplificación paramétrica en dos materiales no lineales $\chi^{(3)}$ para la generación de estados comprimidos. Se emplean una PCF fuera de la longitud de onda de resonancia (medio resonante en el ultravioleta) y una HC-PCF rellena con acetileno en resonancia (conjunto de transiciones resonante alrededor de 1500 nm). La tesis detalla dos metodologías experimentales. La primera metodología se enfoca en el medio resonante, comenzando con la caracterización de la respuesta óptica en función de la presión del acetileno. Esta caracterización permite la implementación de un experimento para medir la amplificación paramétrica sensible a la fase alrededor de la línea P9 (1530.37 nm). La segunda metodología explora la interacción en el medio no resonante, donde se realizó un experimento para medir las parejas de fotones generadas por FWM. Las longitudes de onda centrales de estas parejas y su generación sirvieron como referencia para un modelo de regresión utilizado, el cual incorporó múltiples dispersiones generadas por un modelo computacional

en Comsol Multiphysics basado en variaciones en la geometría de la PCF. Esta caracterización facilitó la implementación de un experimento para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación óptica paramétrica.

A partir de los resultados experimentales obtenidos en la caracterización de la respuesta óptica en función de la presión del acetileno, se llevó a cabo un estudio numérico para modelar la respuesta en transmisión y dispersión de la línea de absorción P9, utilizando los coeficientes del vector de Bloch. Esta evaluación numérica permitió determinar los coeficientes complejos de transformación para analizar cómo la modulación de amplitud se transforma en modulación de fase y viceversa, así como evaluar la ganancia paramétrica. Finalmente, basándose en la dispersión obtenida por el modelo computacional, se formuló un modelo teórico para evaluar la amplificación paramétrica de estados de vacío comprimido, caracterizando el estado con una combinación de técnicas tradicionales y la descomposición de Schmidt para evaluar el grado de correlación espectral del estado generado por FWM espontáneo (SFWM).

1.1 Fibras ópticas de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF) y núcleo sólido (PCF).

Las fibras ópticas con estructura de cristal fotónico (PCFs, por sus siglas en inglés), también conocidas como fibras microestructuradas son un tipo de fibras ópticas. Estas fibras se caracterizan por su estructura, que presenta una serie de agujeros de aire sobre la sección transversal de éstas. En general, estos agujeros se organizan periódicamente, como se ilustra en las figuras 1 (a) y 1 (b). En este caso, los parámetros estructurales más importantes son el período o también conocido como *pitch* (Λ), el cual es la distancia entre los centros de dos agujeros de aire adyacentes, el diámetro de los agujeros (d) y el material utilizado en la construcción de la fibra, que comúnmente es sílice. Los agujeros de aire ofrecen un nuevo grado de libertad, proporcionando propiedades especiales de propagación de la luz, incluida la birrefringencia, área efectiva de núcleo muy grande o pequeña, y una dispersión escalable (Knight et al., 1999; Reyes-Vera et al., 2018; P. St. J. Russell, 2006).

Estas características han favorecido la creación de nuevos dispositivos para resolver problemas tradicionales en telecomunicaciones, como la atenuación y la dispersión de la luz (Bai et al., 2012; Hsu et al., 2015; Sillard, 2011). Las PCFs pueden clasificarse según el mecanismo de propagación. Se pueden dividir en dos grandes clases: la primera es la PCF de núcleo sólido, que tiene un principio de propagación similar al de una fibra monomodo o multimodo convencional (SMF y MMF, por sus siglas en inglés), es

decir, la luz se propaga por reflexión total interna. La segunda clase tiene un agujero en el centro (fibra con núcleo hueco: HC-PCF), y la propagación en este caso se realiza a través del fenómeno fotónico de banda prohibida. En los experimentos próximos, se emplearán PCF de núcleo sólido y HC-PCF, por lo cual, se enunciarán algunas ventajas y aplicaciones sobre este tipo de fibras ópticas.

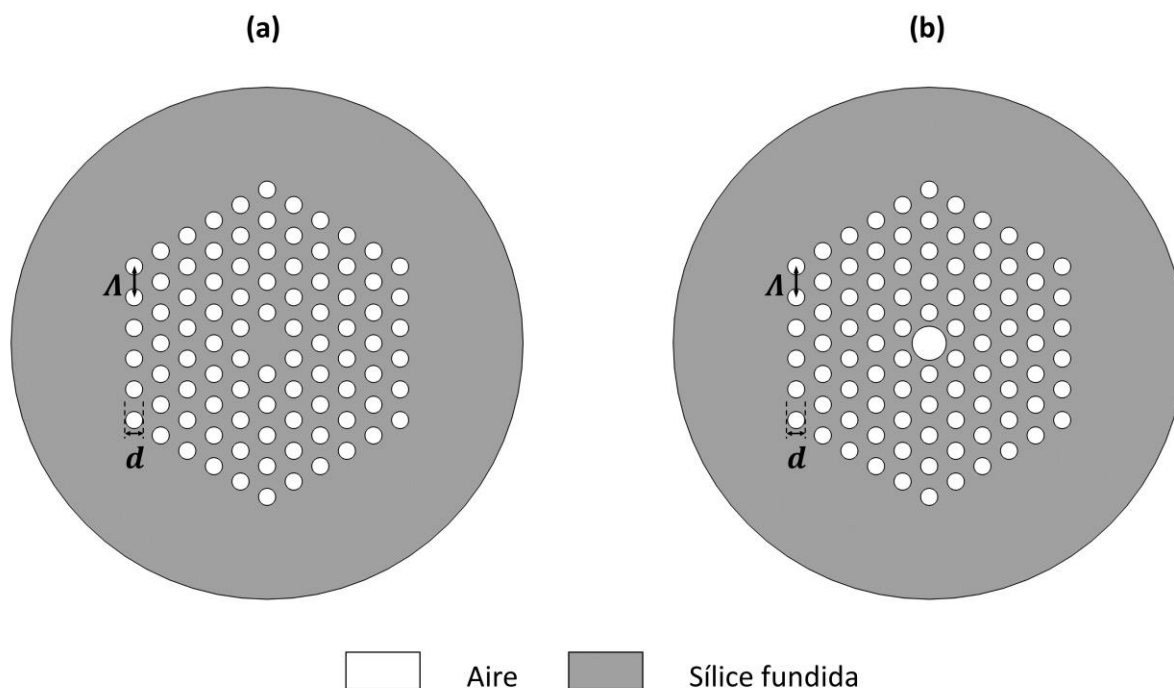


Figura 1. Diagrama de (a) fibra de cristal fotónico de núcleo sólido. (b) fibra de cristal fotónico de núcleo hueco. El color blanco representa las regiones de aire y el color gris muestra las regiones de sílice. Además, los parámetros d y Λ son el diámetro de los agujeros de aire y el período, respectivamente.

Las PCFs de núcleo sólido ofrecen una serie de ventajas clave en comparación con otras configuraciones de fibras ópticas. Su estructura sólida permite un control preciso sobre la propagación de la luz, lo que resulta en una menor pérdida de señal óptica de información y una mayor eficiencia en la transmisión. Estas fibras son compatibles con tecnologías existentes de fibras ópticas (Agrawal, 2013), facilitando su integración en sistemas y redes ópticas ya establecidos. En términos de aplicaciones, las PCF de núcleo sólido encuentran su utilidad en comunicaciones ópticas avanzadas, donde el control preciso de la luz es esencial para mejorar la eficiencia de la transmisión y la capacidad de procesamiento de información. Además, se destacan en sensores ópticos de alta sensibilidad, siendo ideales para entornos desafiantes. Por otro lado, estas fibras desempeñan un papel crucial en la investigación y desarrollo de tecnologías ópticas, utilizándose en experimentos avanzados en áreas como la óptica no lineal (P. Russell, 2003) y la manipulación cuántica de la luz (Knight, 2003).

Las HC-PCF ofrecen ventajas significativas en diversas aplicaciones. Su estructura de núcleo hueco permite un control preciso sobre la propagación de la luz y la interacción con diferentes medios dentro del núcleo. Esto resulta en una flexibilidad única para modificar las propiedades de la luz, lo que es esencial en campos de la óptica no lineal (Azhar et al., 2013; Couny et al., 2006). En el ámbito de las comunicaciones ópticas avanzadas, estas fibras ofrecen oportunidades para la manipulación cuántica de la información (Löffler et al., 2011) y la mejora de la eficiencia en la transmisión de datos (Wang et al., 2013). La geometría de núcleo hueco de la HC-PCF permite que gases como el acetileno se introduzcan en el núcleo (Benabid et al., 2005), permitiendo una interacción prolongada entre la luz y el gas.

1.2 Propiedades ópticas del acetileno en el rango espectral de 1500 nm.

El acetileno (C_2H_2), conocido por ser un gas incoloro y altamente inflamable, despliega una variedad de aplicaciones en distintos ámbitos de nuestra vida cotidiana. En la metalurgia, se mezcla con oxígeno para generar antorchas de oxiacetileno, capaces de alcanzar temperaturas de hasta $3100\text{ }^\circ\text{C}$ (Svanberg, 2012). Estas antorchas son comúnmente empleadas para actividades como el corte y la soldadura de metales. Además de su uso en la metalurgia, el acetileno desempeña un papel crucial en la industria química, sirviendo como punto de partida para la síntesis de diversos productos (Pässler et al., 2011).

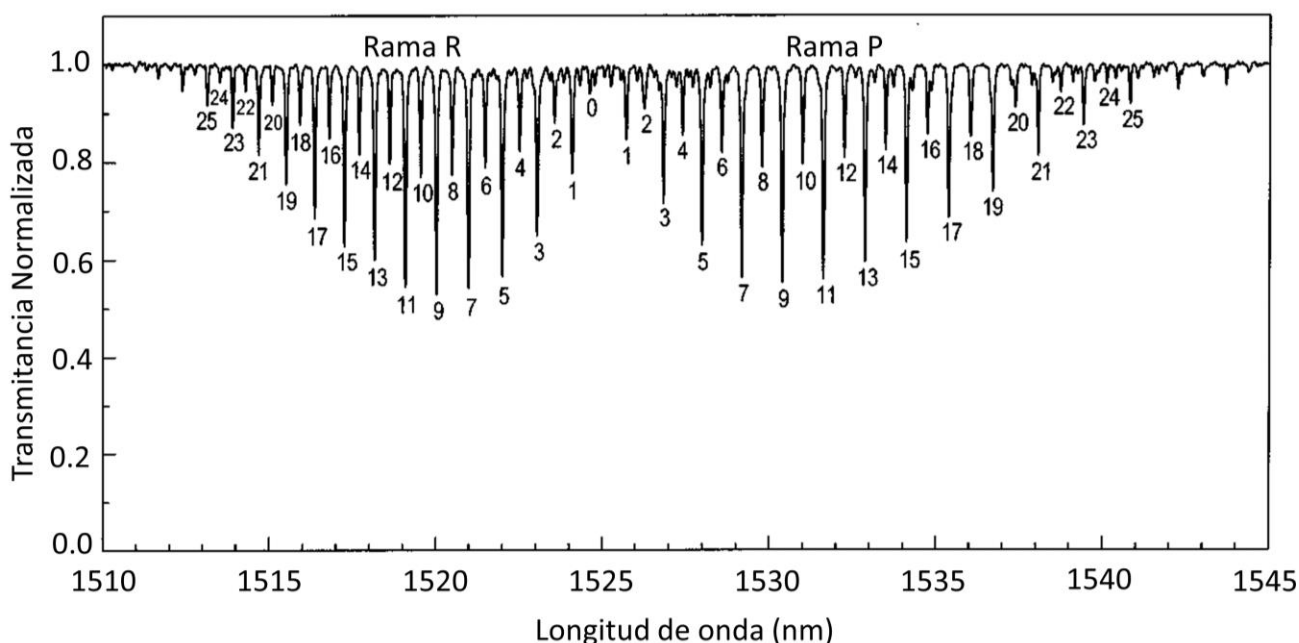


Figura 2. Espectro de transmisión del acetileno. Imagen tomada y modificada de (Swann & Gilbert, 2000)

En óptica, aplicaciones industriales del acetileno han llamado la atención por su espectro de absorción en el infrarrojo, que para investigaciones en el área de la óptica pueden ser muy relevantes. Como se puede ver en la figura 2, el acetileno presenta aproximadamente 50 líneas de absorción fuertes, angostas, estables y regularmente espaciadas en la región cercana a 1500 nm, la cual corresponde con las bandas L y C de telecomunicaciones y es allí donde se ha demostrado que las comunicaciones ópticas de largo alcance presentan bajas pérdidas, menor dispersión cromática y compatibilidad con tecnologías de amplificación y multiplexación (Agrawal, 2013).

La molécula de acetileno se compone de dos átomos de hidrógeno y dos de carbono, dispuestos en un arreglo lineal y simétrico (Herzberg & Spinks, 1939). Las resonancias vibracionales-rotacionales de la molécula permiten la formación del espectro conocido del gas. Cuando el acetileno interactúa con una onda electromagnética con una longitud de onda en el rango de 1500 nm, las moléculas del gas interactúan con esta luz de manera específica. El acetileno tiene ciertos modos normales de vibración/rotación con frecuencias independientes (Trapa et al., 2006), que coinciden con la energía de los fotones en esa región del espectro absorbidos por el gas. Los modos vibracionales inducen cambios en el momento dipolar y, por tanto, causan absorción, irradiación y dispersión de la luz (Straughan & Walker, 1976). La combinación de los modos vibracionales da origen a la que se conoce como banda vibracional-rotacional del acetileno, la cual resulta en el patrón característico del espectro de absorción.

Este solapamiento entre el espectro de absorción y la banda de las telecomunicaciones convierte a esta molécula en un instrumento sumamente atractivo para investigar y usar prácticamente fenómenos ópticos. Dichos estudios tienen un potencial significativo para mejorar los sistemas de comunicación óptica. Como se mencionó en la sección anterior el uso de las HC-PCF mostró ser una herramienta poderosa para la observación de fenómenos ópticos no lineales en gases, especialmente aquellos que usualmente no son prácticos de utilizar debido a su bajo momento dipolar, como el del caso del acetileno cuyo momento dipolar es del orden $\sim 10^{-32}$ Cm (Takiguchi et al., 2011). El momento dipolar, permite cuantificar qué tanto una molécula absorbe luz de un campo electromagnético oscilante, el cual induce vibraciones/desplazamientos .

Al combinar el acetileno con las HC-PCF se incrementa la eficiencia de interacción entre la luz y el gas al minimizar el área de interacción y aumentar su longitud. Esto permite reducir las intensidades del campo incidente (A_{eff}) y aumentar la no lineal efectiva (ver ecuación (16)), necesaria para la excitación de algunos de los fenómenos no lineales reportados en la región de 1510-1550 nm, los cuales se detallarán en la subsección 1.3.1.

1.3 Antecedentes experimentales

1.3.1 Medio resonante

La observación de fenómenos ópticos no lineales en el interior de las HC-PCF con acetileno se ha desarrollado en diferentes laboratorios (Benabid et al., 2005; Ghosh et al., 2005; Henningsen et al., 2005) durante la primera década del 2000 y, en particular, desde 2011 en el laboratorio de rejillas dinámicas del CICESE. A lo largo de los años, la investigación realizada en el laboratorio de Rejillas Dinámicas del CICESE ha proporcionado una base de conocimientos valiosa que podría servir como una excelente plataforma para la generación de estados comprimidos. Estos estudios han revelado fenómenos ópticos complejos, desde el eco fotónico y la nutación óptica (Ocegueda et al., 2018b; Ocegueda, et al., 2014) hasta la detección homodina adaptativa de la modulación de fase óptica utilizando la memoria de fase de un sistema cuántico de dos niveles (Casillas, et al., 2019). Un aspecto fundamental que emerge de estos estudios es la capacidad de controlar y manipular la fase, la polarización y la absorción de la luz en función de las condiciones específicas de excitación y el medio de interés.

La investigación inicial en los estudios descritos anteriormente se centró en la observación de efectos coherentes no estacionarios, como la nutación óptica y el eco fotónico, que proporcionan información sobre la dinámica molecular y el tiempo de relajación longitudinal en el medio. Estos estudios demostraron cómo la presencia de acetileno en fibras ópticas no lineales puede alterar la propagación de los pulsos ópticos, sugiriendo un potencial para controlar la fase de la luz de manera efectiva. Además, se exploraron fenómenos como la modificación de la polarización y auto-rotación de la elipse de polarización (Casillas et al., 2021), destacando la capacidad de controlar la polarización de la luz mediante condiciones específicas de excitación. Estos resultados sugieren que el acetileno podría actuar como un medio efectivo para manipular la polarización de la luz, un aspecto crucial en la generación de estados comprimidos, donde la manipulación precisa de la polarización es esencial para controlar la coherencia y la compresión temporal de los estados cuánticos.

La investigación más reciente ha llevado estos conceptos un paso más allá, explorando la aplicación práctica de estos efectos para la detección y modulación de la fase óptica en sistemas de comunicación y procesamiento de información. Por ejemplo, se ha demostrado la utilización de la memoria de fase para una detección homodina autorreferenciada de una modulación de fase óptica de menos de nanosegundos (Casillas et al., 2019a), destacando el potencial de aplicaciones prácticas en sistemas de detección de alta

precisión. Estos avances sugieren que el acetileno no solo es un medio prometedor para estudiar efectos ópticos no lineales, sino que también tiene aplicaciones prácticas en la amplificación óptica paramétrica y la generación y manipulación de estados comprimidos en sistemas ópticos.

La investigación acumulada sobre los efectos ópticos no lineales en fibra óptica llena de acetileno proporciona una sólida base de conocimientos y una plataforma experimental para explorar la generación de estados comprimidos. Desde la manipulación de la fase y la polarización de la luz hasta la aplicación práctica en sistemas de detección y procesamiento de información, el acetileno es un medio muy versátil y prometedor en la óptica no lineal y la generación de estados de vacío comprimido.

1.3.2 Medio no resonante

Como se detallarán en la subsección 2.3.4, la técnica de sFWM permite la generación de estados de vacío comprimido. LINOC ha estudiado sFWM en fibras ópticas birrefringentes de pocos modos (Cruz-Delgado et al., 2014, 2016) y monomodo (De la Torre-Robles et al., 2021). La caracterización de los fotones generados se ha realizado tanto en el rango visible como en el infrarrojo, e incluso se han llevado a cabo mediciones en coincidencia para identificar la naturaleza de la fuente generadora de sFWM.

Por otro lado, como se observará en la subsección 2.1.1, el proceso de empatamiento de fase que permite la generación efectiva de sFWM depende de la dispersión del medio no lineal. En el trabajo presentado por De la Torre-Robles, se utilizó por primera vez la PCF NL-PM-750. En este estudio, se llevó a cabo un amplio análisis de la generación de pares de fotones en diferentes frecuencias y configuraciones de polarización entre los campos de bombeo, señal y acompañante. La determinación de las longitudes de onda centrales de los fotones permitió. La caracterización numérica de esta fibra óptica presentó ciertas irregularidades debido a la falta de un modelo computacional de la estructura.

En la tesis "Reconstrucción de estados cuánticos resueltos en el tiempo mediante tomografía homodina" (Osorio G.L, 2021), se realizó un estudio de amplificación paramétrica en la PCF NL-PM-750. El objetivo principal fue generar fotones anunciados de alta pureza, caracterizados a través de tomografía cuántica homodina. Dicha caracterización requería un estado coherente con las mismas características que el fotón a caracterizar, el cual se propuso generar a través de un proceso de amplificación paramétrica. Este estudio permitió comprender la dinámica de la amplificación paramétrica, pero no permite la medición del estado de vacío comprimido generado por el OPA. En esta tesis se utilizó la dispersión presentada por De la Torre-

Robles, y debido a que se trabajó en el mismo rango de longitudes de onda de bombeo, se encontró una buena correlación entre el experimento y la teoría. Aprovechando los conocimientos y técnicas experimentales adquiridas por estas investigaciones, se pretende utilizar el proceso de amplificación paramétrica para medir y caracterizar los estados de vacío comprimidos generados por el proceso de sFWM en la fibra PCF NL-PM-750, la cual fue utilizada en los experimentos previamente descritos.

1.4 Objetivos

1.4.1 Objetivo general

Estudiar el fenómeno de amplificación paramétrica sensible a la fase en fibras ópticas no lineales birrefringentes y de estructura de cristal fotónico rellena de acetileno para la generación de estados de luz de vacío comprimido.

1.4.2 Objetivos específicos

- Implementar un arreglo óptico para caracterizar la dispersión de la fibra óptica PCF.
- Estudiar el proceso de amplificación paramétrica homodina en una fibra óptica.
- Implementar un experimento para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación óptica paramétrica, a partir del fenómeno de mezclado de cuatro ondas en una fibra óptica microestructurada utilizando una medición espectrográfica.
- Implementar un experimento para medir la amplificación paramétrica sensible a la fase en una celda de acetileno utilizando una HC-PCF, bombeada con una longitud de onda cerca de una línea resonante de acetileno en el rango espectral 1510-1540nm.
- Analizar y evaluar la posibilidad de uso de la amplificación sensible de fase en celdas de acetileno para generación de estados comprimidos.

1.5 Estructura de la tesis

La distribución del contenido de esta tesis busca separar indirectamente la teoría, la metodología y los resultados obtenidos en los medios no lineales estudiados para la generación de amplificación paramétrica sensible a la fase. Por esta razón:

En capítulo 1 se inicia con el contexto actual sobre la importancia del estudio de los fenómenos cuánticos y cómo éstos han contribuido al desarrollo de nuevas tecnologías cuánticas. Se presenta un panorama histórico sobre los avances logrados en la generación de estados comprimidos y la importancia de éstos en aplicaciones de metrología e información cuántica. Por último, se expone la motivación y los objetivos planteados en el desarrollo de esta tesis.

El capítulo 2 desglosa los conceptos teóricos más relevantes necesarios para generar amplificación paramétrica sensible a la fase en un medio resonante y no resonante. Se inicia con los conceptos básicos que permiten comprender la no linealidad óptica, explicando los procesos de FWM y el concepto de amplificación paramétrica. A partir de las bases de la óptica no lineal, se detalla el proceso de amplificación paramétrica en HC-PCF y una técnica para detectar la modulación de fase utilizando una cavidad de anillo de fibra óptica. Posteriormente, se introduce la óptica cuántica, describiendo los conceptos básicos como el hamiltoniano y los observables cuánticos, para luego abordar los conceptos de estado coherente y estado comprimido. Se pone en evidencia cómo el FWM permite la generación de estados comprimidos y se realiza un análisis teórico de cómo éstos pueden ser medidos y caracterizados mediante amplificación paramétrica de estados comprimidos. Además, se ofrece una introducción general sobre las PCF y HC-PCF y se concluye con un resumen de antecedentes experimentales del uso de estas fibras ópticas.

En el capítulo 3 se aborda por separado la metodología utilizada en cada experimento. Se describe la caracterización del medio no lineal utilizado y los elementos empleados en la construcción de los montajes experimentales.

El capítulo 4 exhibe los resultados obtenidos en cada evaluación experimental. En el caso del medio resonante, se evalúan parámetros como el tiempo de llenado, la absorbancia óptica y la potencia de saturación de la celda, las cuales permiten la respectiva medición de transformación de modulaciones y finalmente la evaluación de ganancia OPA. En el caso del medio no resonante, se presentan los resultados obtenidos en la caracterización de la dispersión de la PCF mediante la medición de parejas de fotones por mezclado de cuatro ondas y la implementación de un modelo computacional. Posteriormente, se discuten

los resultados teóricos y experimentales obtenidos para la evaluación y caracterización de un estado de vacío comprimido mediante amplificación paramétrica homodina.

Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones de esta tesis y el trabajo propuesto para el futuro.

Capítulo 2. Conceptos básicos

El concepto de amplificación paramétrica sensible a la fase se origina en la interacción óptica en un medio no lineal cuando se expone a una alta potencia de irradiación. Para comprender sus fundamentos, es esencial explorar los conceptos básicos que explican la no linealidad óptica, lo que nos permitirá introducirnos al concepto de mezclado de cuatro ondas. El mezclado de cuatro ondas, como detallaremos más adelante, es la herramienta clave que posibilita la generación de amplificación paramétrica y, en consecuencia, la obtención de un estado de luz comprimido. Observaremos que la base inicial para determinar si los estados de luz generados con la amplificación paramétrica están comprimidos o no son los estados coherentes. Estos estados, un tipo especial de luz que mantiene su fase durante un período definido, constituyen la luz generada por sistemas láseres en este contexto.

Cada uno de estos conceptos se presentará en detalle, proporcionando las bases necesarias para comprender y explicar cómo un medio no lineal de tercer orden permite la generación de amplificación paramétrica sensible a la fase, tanto en la transición óptica resonante de absorción como fuera de ella. Finalmente, exploraremos algunos antecedentes experimentales tanto en medios resonantes como no resonantes.

2.1 No linealidad óptica

La propagación de una onda de luz en un medio óptico puede ser afectada por una variedad de efectos, que se pueden clasificar en efectos lineales y no lineales. En los efectos lineales, la respuesta de un material a la luz es proporcional a la amplitud de la luz incidente, mientras que en los efectos no lineales esta relación no se cumple para campos electromagnéticos intensos (Agrawal, 2019a).

En un nivel fundamental, el origen de la respuesta no lineal está relacionada con el movimiento anarmónico de electrones ligados bajo la influencia de un campo aplicado. Cuando la luz se propaga por un medio dieléctrico, su campo eléctrico $\vec{E}(t)$ induce cierta cantidad de polarización eléctrica (variable en el tiempo) en el medio, es decir, un cambio en la distribución de las partículas cargadas eléctricamente del medio.

La polarización total \vec{P} inducida por los dipolos eléctricos no es lineal con el campo eléctrico, pero satisface la relación más general (P.E. Powers & J.W. Haus, 2017)

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right), \quad (1)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío y $\chi^{(j)}$ es el j-ésimo orden de susceptibilidad de una expansión en series de Taylor. La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante de \vec{P} . En materiales isotrópicos, como un vidrio de sílice fundida, no existe el término $\chi^{(2)}$ debido a restricciones de simetría, y la respuesta no lineal de menor orden del material está representada por la contribución de $\chi^{(3)}$. Además de efectos como la generación del tercer armónico, la respuesta no lineal $\chi^{(3)}$ permite el FWM. La mayoría de los efectos no lineales en las fibras ópticas provienen de la no linealidad óptica de Kerr, la cual modifica el índice de refracción en respuesta a la intensidad en el medio (P.E. Powers & J.W. Haus, 2017). El índice de refracción $\tilde{n}(\omega, I)$ en un medio óptico se puede expresar como:

$$\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I = n(\omega) + \bar{n}_2 |E|^2, \quad (2)$$

donde $n(\omega)$ es la parte real del índice de refracción y I es la intensidad del campo electromagnético E . El coeficiente \bar{n}_2 , que es un índice de refracción no lineal, se relaciona con la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ mediante:

$$\bar{n}_2 = \frac{3}{8n} \mathcal{R}_e(\chi_{xxxx}^{(3)}). \quad (3)$$

Aquí \mathcal{R}_e representa la parte real del tensor de susceptibilidad. Es fundamental comprender que el campo electromagnético E se considera linealmente polarizado, de modo que solo la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de cuarto rango contribuye al índice de refracción en la dirección x , la cual es la dirección de polarización de la luz.

En la figura 3 muestra el sistema de referencia utilizado para explicar estas interacciones. La flecha roja punteada representa el vector del campo óptico E orientado en la dirección x , evidenciando la polarización lineal del campo. La flecha negra representa un rayo de luz que atraviesa el material en la misma dirección, mostrando cómo el índice de refracción es modificado por la interacción del campo con el material a través de $\chi_{xxxx}^{(3)}$. Dado que el campo E está linealmente polarizado en la dirección x , la oscilación del campo eléctrico se limita exclusivamente a esta dirección. Así, $\chi_{xxxx}^{(3)}$ emerge como la componente relevante del tensor, determinando cómo el campo eléctrico influye en el cambio del índice de refracción, lo que altera la velocidad de propagación de la luz dentro del material. La parte real del

tensor. La parte real del tensor, $\mathcal{R}_e(\chi_{xxxx}^{(3)})$, influye directamente en el índice de refracción, mientras que la parte imaginaria podría relacionarse con efectos de absorción o ganancia.

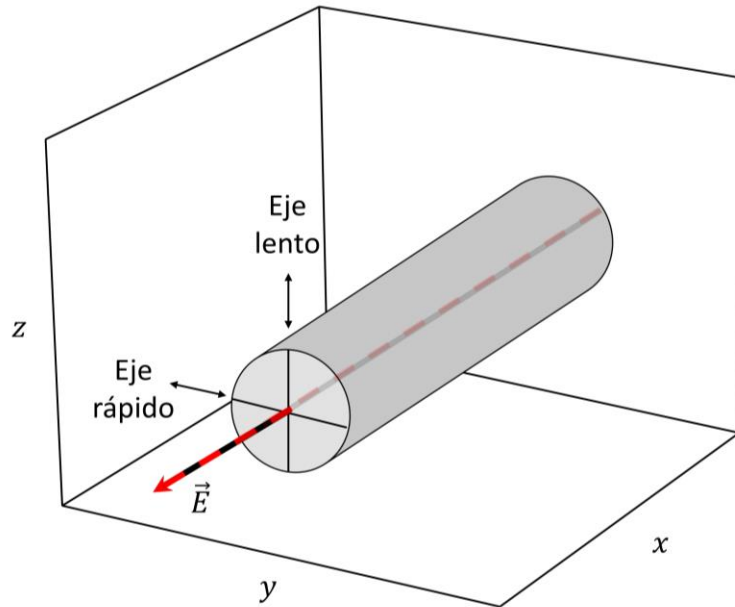


Figura 3. Representación esquemática de un fibra óptica birrefringente donde se indica el sistema de referencia para el formulismo presentado.

La relación entre el índice de refracción y la intensidad da lugar a una variedad de efectos no lineales. Los más estudiados incluyen la auto-modulación de fase (SPM, por sus siglas en inglés) y la modulación de fases cruzadas (XPM, por sus siglas en inglés). SPM se refiere al cambio de fase autoinducido experimentado por un campo de luz durante su propagación en un medio guiado no lineal de tercer orden. Su magnitud se puede obtener notando que la fase de un campo óptico cambia por

$$\Phi = \tilde{n}k_0L = (n + \tilde{n}_2|E|^2)k_0L = \Phi_L + \Delta\Phi_{NL}, \quad (4)$$

donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ es el número de onda en el vacío y L es la longitud de la fibra. El cambio de fase no lineal, $\Delta\Phi_{NL} = \tilde{n}_2k_0L|E|^2$, es una manifestación directa de la modulación de fase automática (SPM). En este fenómeno, la intensidad del campo eléctrico modifica el índice de refracción del medio a través del coeficiente no lineal \tilde{n}_2 lo que resulta en un cambio de fase proporcional a la intensidad $|E|^2$. Este efecto es crucial en aplicaciones de óptica no lineal, donde las variaciones de fase inducidas pueden afectar significativamente la propagación de pulsos ópticos en fibras o medios no lineales.

XPM se refiere al desplazamiento de fase no lineal de un campo óptico inducido por otro campo que tiene una longitud de onda, dirección o estado de polarización diferente. Su origen puede comprenderse observando que el campo eléctrico \vec{E} total en la ecuación (1) está dado por

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \hat{x} [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + c. c]. \quad (5)$$

Cuando dos campos ópticos con frecuencia ω_1 y ω_2 , polarizados a lo largo del eje x , se propagan simultáneamente dentro del medio guiado, el desplazamiento de fase no lineal para el campo ω_1 se da entonces por

$$\Delta\Phi_{NL} = \bar{n}_2 k_0 L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2). \quad (6)$$

Aquí hemos despreciado todos los términos que generan polarización en frecuencias distintas de ω_1 y ω_2 debido a su carácter no coincidente en fase. Los dos términos en el lado derecho de la ecuación (6) se deben a SPM y XPM, respectivamente (Agrawal, 2019a).

2.1.1 Mezclado de cuatro ondas

El FWM se basa en la respuesta no lineal de los electrones ligados en un material a un campo electromagnético. En la ecuación (1), se establece que la polarización total inducida en el medio incluye términos cuya magnitud está determinada por las susceptibilidades no lineales del material. Los procesos paramétricos de tercer orden, como el FWM y la generación de tercer armónico, involucran interacciones no lineales entre cuatro ondas ópticas. Estos fenómenos se describen mediante la polarización no lineal de tercer orden, que es responsable de la conversión de energía entre las ondas ópticas.

En el caso del FWM, la polarización no lineal se expresa como:

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E}, \quad (7)$$

donde \vec{P}_{NL} es la polarización no lineal dentro del medio.

En términos generales, FWM depende de la polarización de la luz y requiere el desarrollo de una teoría vectorial completa (Agrawal, 2019b). No obstante, se obtiene una comprensión física considerable al primero considerar el caso escalar, donde los cuatro campos están polarizados linealmente a lo largo de un eje principal de una fibra birrefringente, manteniendo así su estado de polarización. Si consideramos

cuatro ondas continuas (CW, por sus siglas en inglés) que oscilan a frecuencias $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ y ω_4 todas polarizadas linealmente a lo largo del mismo eje x , el campo eléctrico total puede ser expresado como

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp[i(\beta_j z - \omega_j t)] + c. c., \quad (8)$$

donde $\beta_j = \tilde{n}_j \omega_j / c$ representa la constante de propagación y \tilde{n}_j el índice de refracción efectivo del modo. Al sustituir la ecuación (8) en la ecuación (7) y expresar P_{NL} de la misma forma que E utilizando

$$\vec{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j \exp[i(\beta_j z - \omega_j t)] + c. c., \quad (9)$$

encontramos que P_j (j 1 a 4) consiste en una gran cantidad de términos que involucran productos de tres campos eléctricos. Por ejemplo, P_4 puede ser expresado como

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_+) + 2E_1 E_2 E_3^* \exp(i\theta_-) + \dots], \quad (10)$$

donde θ_+ y θ_- están definidos como

$$\theta_+ = (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t, \quad (11)$$

$$\theta_- = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t. \quad (12)$$

En la ecuación (10), los primeros cuatro términos que contiene E_4 son responsables de los efectos SPM y XPM, mientras que los términos restantes resultan de las combinaciones de frecuencia (suma o diferencia) de las cuatro ondas. La cantidad de estos términos que son efectivos durante un proceso de FWM depende del empatamiento de fase entre E_4 y P_4 , gobernados por θ_+ , θ_- u otra cantidad similar. La FWM significativa ocurre solo cuando el empatamiento de fase es mínimo, lo que requiere que coincidan las frecuencias y los vectores de onda. Este último requisito se conoce comúnmente como empatamiento de fase. En la ecuación (10), hay dos tipos de términos de FWM. El término que contiene θ_+ corresponde al caso en el cual tres fotones transfieren su energía a un solo fotón en la frecuencia $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. El término que contiene θ_- corresponde al caso en el cual dos fotones en las frecuencias ω_1 y ω_2 son aniquilados, mientras que simultáneamente se crean dos fotones en las frecuencias ω_3 y ω_4 , de tal manera

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4. \quad (13)$$

La condición de empatamiento de fase para este proceso es

$$\Delta k = \beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4 = (\tilde{n}_1\omega_1 + \tilde{n}_2\omega_2 - \tilde{n}_3\omega_3 - \tilde{n}_4\omega_4)/c = 0, \quad (14)$$

donde \tilde{n}_j es el índice de refracción efectivo del modo a la frecuencia ω_j .

En el caso general en el que $\omega_1 \neq \omega_2$, se requieren dos haces de bombeo para que ocurra FWM. Este trabajo se centra específicamente en el proceso degenerado, con un campo de bombeo intenso $E_p = E_{p1} = E_{p2}$ donde $\omega_p = \omega_1 = \omega_2$. En este caso, se generan dos campos E_s y E_i , denominados señal y acompañante, respectivamente, con $\omega_s > \omega_i$.

2.1.2 Ganancia y amplificación paramétrica

En el FWM, si se introduce una señal débil con la frecuencia ω_s en la fibra junto con la onda de bombeo, esta señal se amplifica mientras que simultáneamente se genera una nueva onda acompañante con la frecuencia ω_i . Este fenómeno es facilitado por la ganancia paramétrica, responsable de la amplificación. Según Agrawal (2019b), partiendo de la ecuación de onda para el campo eléctrico total $\vec{E}(\vec{r}, t)$, y tomando \vec{P}_{NL} de la ecuación (7), se introducen las ecuaciones (8) y (9) en la ecuación de onda. Aquí se omite la dependencia temporal de las componentes del campo eléctrico E_j ($j = p, s, i$), asumiendo condiciones cuasi-continua. No obstante, se incluye su dependencia espacial utilizando $E_j(r) = F_j(x, y)A_j(z)$, donde $F_j(x, y)$ es la distribución espacial del modo de la fibra por el cual se propaga el j -ésimo campo. Mediante la integración de los perfiles espaciales de los modos, la evolución de la amplitud $A_j(z)$ dentro de una fibra óptica se describe mediante un conjunto de cuatro ecuaciones acopladas, como detalla Agrawal (2019b) (tres ecuaciones se aplican cuando se asumen que los bombeos son iguales). Se determina que la solución para el bombeo es:

$$A_p(z) = A_p(0) \exp(i\gamma_3 P z), \quad (15)$$

donde $P_j = |A_j(0)|^2$ y P representa la potencia de bombeo incidente en $z = 0$. Aquí, el parámetro no lineal γ_3 se introduce como una medida de la respuesta no lineal de un material óptico y es inversamente proporcional a el área efectiva A_{eff} que describe la distribución espacial de la potencia óptica dentro de la fibra

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_p A_{eff}}. \quad (16)$$

Se puede demostrar que los campos de señal y acompañante evolucionan en el medio de la forma

$$A_s^*(z) = (a_s e^{gz} + b_s e^{-gz}) \exp(ikz/2), \quad (17)$$

$$A_i(z) = (a_i e^{gz} + b_i e^{-gz}) \exp(-ikz/2), \quad (18)$$

donde a_s , b_s , a_i y b_i se determinan a partir de las condiciones de frontera. La ganancia paramétrica g depende de la potencia total del bombeo y se define como

$$g = 2\sqrt{(\gamma P)^2 + (\kappa/2)^2}, \quad (19)$$

donde el desfase efectivo κ depende de Δk y el corrimiento de fase no lineal $\Phi_{nl} = 2\gamma P$ debido a efectos de SPM y XPM como

$$\kappa = \Delta k + \Phi_{nl}. \quad (20)$$

La ganancia paramétrica en las fibras ópticas se puede aprovechar para hacer un amplificador óptico, conocido como amplificador óptico paramétrico (OPA, por sus siglas en inglés) o como oscilador paramétrico cuando se colocan dentro de una cavidad óptica que proporciona retroalimentación periódica. En este análisis, exploraremos la naturaleza física del amplificador utilizando las ecuaciones (17) y (18). Para resolver las constantes a_s , b_s , a_i y b_i suponemos que las ondas señal y acompañante se lanzan en $z = 0$. Encontramos que las constantes a_i y b_i satisfacen $a_i + b_i = A_i(0)$, y $g(a_i - b_i) = (i\kappa/2)(a_i + b_i) + 2i\gamma A_p^2(0)A_s^*(0)$. Al resolver las ecuaciones (17) y (18) con estas relaciones, obtenemos los campos señal y acompañante a una distancia z , como se describe en (Agrawal, 2019b)

$$A_s^*(z) = \{A_s^*(0)[\cosh(gz) - (i\kappa/2g) \sinh(gz)] - iC_0 A_i(0) \sinh(gz)\} e^{ikz/2}, \quad (21)$$

$$A_i(z) = \{A_i(0)[\cosh(gz) + (i\kappa/2g) \sinh(gz)] + iC_0 A_s^*(0) \sinh(gz)\} e^{-ikz/2}, \quad (22)$$

donde $C_0 = \gamma A_p^2(0)/g$.

La solución general anterior se simplifica considerablemente cuando solo se lanza la acompañante en $z = 0$ (junto con el bombeo). Estableciendo $A_s^*(0) = 0$ en la ecuación (22), la potencia de la acompañante $P_i =$

$|A_i|^2$ crece con z como

$$P_i(z) = P_i(0)[1 + (1 + \kappa^2/4g^2) \sinh^2(gz)], \quad (23)$$

donde la ganancia paramétrica g está dada por la ecuación (19). La potencia de la señal $P_s = |A_s|^2$ se puede encontrar de la ecuación (21) de la misma manera. También se puede obtener notando desde las ecuaciones (17) y (18) que $P_s = P_i(z) - P_i(0)$. Usando estas relaciones, obtenemos

$$P_s(z) = P_i(0)(1 + \kappa^2/4g^2) \sinh^2(gz). \quad (24)$$

Su potencia aumenta inicialmente como z^2 , pero tanto la señal como la acompañante crecen exponencialmente después de una distancia tal que $gz > 1$. Como el campo señal se amplifica junto con el campo acompañante a lo largo de toda la fibra, puede alcanzar casi el mismo nivel que el acompañante en la salida del OPA. En términos prácticos, el mismo proceso de FWM puede usarse para amplificar una señal débil (acompañante) y para generar simultáneamente una nueva onda en la frecuencia señal. La onda señal imita todas las características de la señal de entrada excepto que su fase está invertida (o conjugada). El proceso de amplificación o atenuación de las ondas señal o acompañante depende de la fase relativa θ , definida como

$$\theta = \phi_p - \phi_s - \phi_i, \quad (25)$$

donde ϕ_j es la fase de la amplitud A_j con ($j = p, s, i$).

Podemos usar las ecuaciones (21) y (22) para obtener una ecuación para θ . Usando $A_j = \sqrt{P_j}e^{i\phi_j}$, podemos obtener las siguientes dos ecuaciones:

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{dP_i}{dz} = -4\gamma P \sqrt{P_s P_i} \sin \theta, \quad (26)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \kappa + 2\gamma P \frac{(P_s + P_i)}{\sqrt{P_s P_i}} \cos \theta. \quad (27)$$

La ecuación (26) muestra que el crecimiento de las ondas de señal y acompañante está determinado por la fase relativa θ . La amplificación máxima ocurre para $\theta = -\pi/2$. Tan pronto como θ se vuelve positivo y se encuentra en el rango de 0 a $\pi/2$, tanto la señal como acompañante se atenúan, como es evidente en la ecuación (26). Si $\kappa = 0$, la ecuación (27) muestra que θ permanecerá congelado en su valor inicial de $-\pi/2$. Sin embargo, si $\kappa \neq 0$, θ cambiará a lo largo de la fibra (ecuación (27)).

2.2 Amplificación paramétrica en un medio resonante

La teoría mencionada en la sección anterior nos introduce al concepto de OPA generada en una fibra óptica convencional, descrita como un medio óptico no resonante. Ahora veremos cómo estos conceptos se relacionan al utilizar una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco rellena de acetileno, es decir, un medio resonante. La fibra de cristal fotónico asegura una interacción-luz materia altamente eficiente debido a su longitud y al pequeño diámetro del campo propagándose en un modo de la fibra. Estos factores reducen drásticamente la potencia de la luz de bombeo necesaria para la observación de los efectos no lineales.

Como se explicó anteriormente, el FWM es un proceso paramétrico que permite la generación de un OPA. La configuración de FWM que se detallará a continuación es colineal y casi degenerada, lo que significa que todas las ondas tienen frecuencias muy cercas y no hay problemas de empatamiento de fases. Las ondas de luz de bombeo, señal y acompañante se propagan colinealmente y se derivan de la misma onda láser modulada sinusoidalmente con una frecuencia $\delta\omega$. Esto puede representarse como una superposición lineal de tres ondas: la onda de bombeo en la frecuencia ω_0 y dos componentes débiles de banda lateral: las ondas de señal y acompañante, desviadas de la frecuencia portadora por $\pm\delta\omega$ (Marhic et al., 2005).

La luz de entrada modulada en amplitud, utilizada en esta configuración de mezclado de cuatro ondas, puede presentarse como

$$E(t) = E_0(1 + m_a \cos \delta\omega t) \cos \omega t, \quad (28)$$

donde E_0 es la amplitud (considerada como una cantidad real) de la onda de bombeo, y m_a es la profundidad de modulación. Suponiendo una modulación débil ($m_a \ll 1$) y de baja frecuencia ($\delta\omega/2 < 1$ GHz en nuestros experimentos), el desplazamiento de frecuencia de las tres ondas es relativamente pequeño y no pueden ser fácilmente separadas en el puerto de salida de detección mediante medios ópticos convencionales. Sin embargo, el resultado de la interacción no lineal de estas tres ondas (la de bombeo, señal y acompañante) puede ser detectado indirectamente a través de los cambios en la modulación periódica de la onda de bombeo, a la salida, de frecuencia $\delta\omega$.

Como vimos en la subsección 2.1.1, el proceso de interacción de FWM debido a la interacción del campo fuerte del bombeo, el índice de refracción no lineal (ver ecuación(3)) del medio asegura un cambio de fase en las ondas de bombeo, señal y acompañante dado por la ecuación (4). De la misma manera, la

modulación de amplitud de la onda de entrada resulta en una modulación periódica del índice de refracción del medio. Este desplazamiento de fase puede relacionarse con la modulación de fase (m_{pout}) (ver figura 4) experimentada por la onda de luz transmitida después de someterse a una interacción no lineal con el medio, de la siguiente manera:

$$m_{pout} = 2m_a \Delta\Phi_{NL}. \quad (29)$$

Entonces, asumimos que el proceso FWM y la amplificación paramétrica (OPA) se reducen a la transformación de modulación de amplitud (m_a) a modulación de fase (m_{pout}) de la onda de bombeo a la salida. De manera más precisa, este resultado se deriva de las ecuaciones para las ondas de señal y acompañante acopladas, utilizadas para la consideración de FWM (Stepanov et al., 2024).

En el régimen casi resonante, la respuesta del medio, caracterizada por la susceptibilidad de tercer orden ($\chi^{(3)}$), bajo la influencia del campo de luz de entrada $E(t)$, se puede modelar mediante el uso del modelo de Bloch para un sistema de dos niveles. Este modelo, introducido por Feynman et al. en 1957, utiliza el vector de Bloch para describir la interacción entre un campo monocromático clásico y un sistema cuántico de dos niveles, proporcionando una representación geométrica del estado del sistema en un espacio tridimensional. En un enfoque simplificado pero generalmente aceptado, también asumimos que la amplitud de la onda incidente E_0 es constante, lo que implica despreciar la atenuación y el desplazamiento de fase introducido por el medio no lineal en la onda incidente. Los dos últimos parámetros, que dependen de la potencia y la desintonía $\delta\omega$ de la onda respecto a la frecuencia de resonancia ω_0 , son el objetivo principal de estos cálculos. Para analizar esta interacción entre la luz y un gas bajo las condiciones establecidas, es posible abordar el problema desde una perspectiva estadística a través de la matriz de densidad (M), que nos permite obtener información sobre los valores promedios de algunos observables tales como la posición (x_0), la velocidad (v_x), la energía (E_n), entre otros, de un conjunto de átomos. Para un sistema cuántico de dos niveles, ésta se define de la siguiente manera (Fox, 2006)

$$M = \begin{pmatrix} |c_1(t)|^2 & c_1(t)c_2^*(t) \\ c_2(t)c_1^*(t) & |c_2(t)|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho'_{11} & \rho'_{12} \\ \rho'_{21} & \rho'_{22} \end{pmatrix}. \quad (30)$$

En esta matriz, los elementos de la diagonal representan la probabilidad de que el átomo se encuentre en el estado base o excitado, mientras que los términos fuera de la diagonal se conocen como coherencias, representan la respuesta del átomo al campo de la onda electromagnética aplicada. La ecuación (30) muestra la matriz de densidad asociada a un solo átomo o grupo de átomos idénticos, con una función de onda conocida. Sin embargo, para describir a un conjunto de átomos con funciones de onda diferentes y

desconocidas, se suele sumar las matrices de densidad de todos los átomos que tienen una cierta velocidad v_x (suponiendo por simplicidad que la luz se propaga a lo largo del eje x), como lo presenta Shoemaker en 1978. Aquí se considera únicamente a los átomos con una misma velocidad porque aquellos que se mueven con velocidades diferentes observan una frecuencia distante a la luz incidente (debido al efecto Doppler), y por tanto, sus respectivas matrices de densidad difieren.

Cuando se realiza la suma indicada anteriormente para todos los átomos contenidos en un volumen unitario (cm^3), el resultado es el siguiente

$$M_p = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}, \quad (31)$$

donde M_p se conoce como matriz de población, y contiene información estadística (normalizada con respecto al número de átomos) sobre la evolución temporal de la posición y la energía de todos los átomos que se desplazan a una velocidad v_x . En particular, ρ_{11} y ρ_{22} proporcionan información sobre la cantidad de moléculas ($\text{moléculas}/\text{cm}^3$) que, estando en la posición x al tiempo t , tienen un estado energético E_1 o E_2 , respectivamente. Por otra lado, los términos ρ_{ij} son proporcionales al momento dipolar promedio $\langle \mu_x(t) \rangle$ inducido por el campo electromagnético externo en el conjunto de átomos (con velocidad v_x). $\langle \mu_x(t) \rangle$ se puede expresar en términos de los elementos de la matriz de población de la siguiente manera (Shoemaker, 1978):

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \mu_{12} (\tilde{\rho}_{12} \exp(i\omega t) + \tilde{\rho}_{21} \exp(-i\omega t)), \quad (32)$$

donde $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \exp(-i\Delta t/2)$, $\tilde{\rho}_{21} = (\tilde{\rho}_{12})^*$ y el término $\Delta = \omega - \omega_0$ es la desintonía del campo incidente respecto a la frecuencia de resonancia del sistema de dos niveles.

A partir de los términos $\tilde{\rho}_{12}$ y $\tilde{\rho}_{21}$ es posible derivar un análogo óptico de las ecuaciones de Bloch. Para este propósito, se definen las siguientes variables (Feynman et al., 1957)

$$u = \tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}, \quad (33)$$

$$v = -i(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}), \quad (34)$$

$$w = \rho_{11} - \rho_{22}. \quad (35)$$

Para entender el significado físico de u y v , es importante notar que el momento dipolar promedio macroscópico se puede expresar en términos de éstas variables de la siguiente manera:

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \mu_{12}(u \cos(\omega t) - v \sin(\omega t)). \quad (36)$$

Esto significa que u y v son las componentes de fase y cuatratua del momento dipolar que oscila a la frecuencia ω con respecto al campo electromagnético de la luz incidente. Por otro lado, el término w se conoce como “inversión” y representa la diferencia de población normalizada de los niveles E_1 y E_2 .

Al incluir términos que consideren el amortiguamiento de energía y fase que puede experimentar el átomo como resultado de colisiones elásticas e inelásticas, se puede demostrar a partir de la teoría de Weisskopf & Wigner en 1930 que el decaimiento radiactivo de los átomos del nivel excitado se puede fenomenológicamente introduciendo constantes de amortiguamiento (Icsevgi & Lamb, 1969). Cuando se incluyen los términos de amortiguamiento, las ecuaciones (33), (34) y (35) se convierten en:

$$\dot{u} = -\frac{u}{T_2} - \Delta v, \quad (37)$$

$$\dot{v} = -\frac{v}{T_2} - \Delta u + \Omega_R w, \quad (38)$$

$$\dot{w} = -\frac{(w+1)}{T_1} - \Omega_R v. \quad (39)$$

Aquí T_2 se conoce como tiempo de relajación transversal y mide el tiempo de pérdida de la memoria de fase del conjunto de átomos. Por su parte, T_1 se conoce como el tiempo de relajación longitudinal y mide el tiempo de decaimiento de la energía atómica (o de inversión del sistema). Además,

$$\Omega_R = \frac{qE_0\mu_{12}}{\hbar}, \quad (40)$$

se conoce como la frecuencia de Rabi, y μ_{12} es el momento dipolar asociado a la transición óptica del material.

Para simplificar el análisis, también se considera que los tiempos de relajación longitudinal T_1 y transversal T_2 son aproximadamente iguales (es decir, $T = T_1 = T_2$). Esto es típico para el acetileno a baja presión en

las fibras microestructuradas, donde ambos tiempos de relajación se rigen por el tiempo de vuelo de las moléculas a través del diámetro del campo modal (Ocegueda et al., 2020).

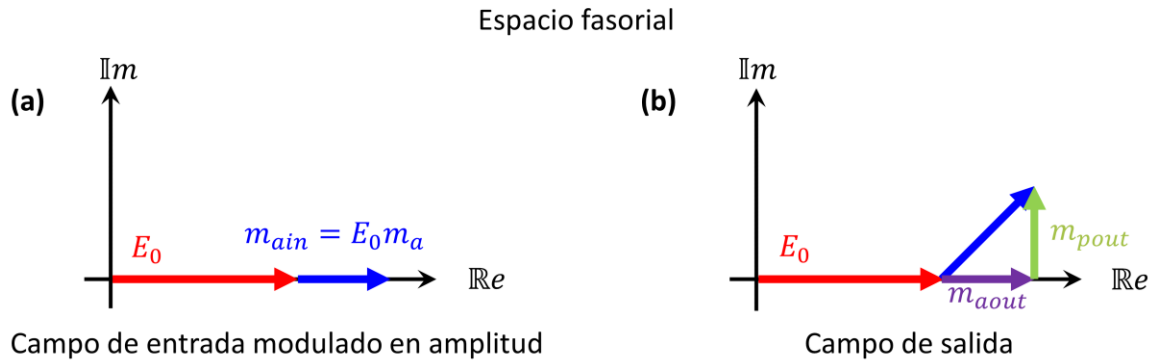


Figura 4. En (a) se muestra el campo de luz de entrada como la superposición de una onda de bombeo fuerte (E_0) y una onda pequeña oscilante, por una modulación en amplitud (flecha azul). En (b) el campo de salida se vuelve tanto modulado en amplitud como en fase, lo que conduce a una rotación de la señal modulada en el espacio de fasores.

Una vez se obtienen las ecuaciones de Bloch bajo las aproximaciones mencionadas, y considerando que tanto el proceso FWM y OPA se reducen a la transformación de modulación de amplitud (m_a) a modulación de fase (m_{pout}) de la onda de bombeo a la salida, se asume que la modulación de la luz de entrada es débil. Las ondas de señal y acompañante (es decir, las bandas laterales) pueden considerarse como pequeñas perturbaciones de la onda portadora fuerte. Bajo estas suposiciones, los componentes del vector de Bloch en el régimen estacionario pueden descomponerse en una parte de estado estacionario inducida por la onda portadora (bombeo sin modulación) y una pequeña perturbación oscilante originada en las bandas laterales débiles (ver figura 4) de la siguiente manera (Hillman et al., 1982):

$$u = u_0 + u_1, \quad (41)$$

$$v = v_0 + v_1, \quad (42)$$

$$w = w_0 + w_1. \quad (43)$$

Aquí, u_0 , v_0 y w_0 son las soluciones de estado estacionario obtenidas cuando solo está presente la onda de frecuencia portadora con amplitud E_0 . Los términos u_1 , v_1 y w_1 representan la perturbación total inducida por las componentes de las bandas laterales en las frecuencias desintonizadas $\pm\delta\omega$. Cabe destacar que las componentes de perturbación del vector de Bloch se suponen pequeños (Boyd, 2008):

$$|u_1| \ll |u_0|, |v_1| \ll |v_0| \text{ y } |w_1| \ll |w_0|.$$

Al insertar la solución propuesta en las ecuaciones de Bloch y después de conservar los términos a primer orden (Boyd, 2008), se puede encontrar un conjunto de soluciones para el estado estacionario y para las componentes de modulación de la siguiente manera:

$$u_0 = \frac{df}{d^2 + f^2 + 1}, \quad (44)$$

$$v_0 = \frac{-f}{d^2 + f^2 + 1}, \quad (45)$$

$$w_0 = -\frac{1 + d^2}{d^2 + f^2 + 1}. \quad (46)$$

Aquí, $d = \Delta T$ es la desintonía normalizada de la onda incidente respecto a la frecuencia de resonancia de la transición, y $f = \Omega_R T$ es la frecuencia de Rabi normalizada. En la presente consideración coherente del paso de la onda luminosa a través del medio de resonancia no nos interesa, en general, la última componente del vector de Bloch (ecuación (46)). Esta representa las poblaciones normalizadas de los niveles de energía. Para nosotros, son más importante las componentes transversales del vector de Bloch u_0 y v_0 que están relacionadas con la radiación dipolar de los centros resonantes excitados en cuadratura y en fase/antifase con la luz incidente.

En particular, la componente v_0 presenta la absorción óptica del medio que, en caso de baja atenuación de luz incidente, puede expresarse como:

$$A_{out} = A_{in} \exp(-\alpha L/2) \approx A_{in}(1 - \alpha L/2), \quad (47)$$

donde αL es la absorbancia del medio. De la ecuación (47) y (45), se puede concluir que, en la aproximación de baja absorción, la amplitud de la onda de luz transmitida a la salida se expresa por: $A_{out} \approx A_{in}(1 - \alpha_0 L u_0 / 2f)$. Aquí, $\alpha_0 L$ es la absorbancia inicial (no saturada, es decir, la observada para $f \rightarrow 0$) del medio en el centro de la línea ($d = 0$, ver figura 5). De forma similar, $\Delta\Phi_{NL} = \alpha_0 L u_0 / 2f$ es el cambio de fase que obtiene la onda de bombeo incidente después de atravesar el medio resonante de dos niveles.

También es bien sabido que la saturación de la absorción óptica en el centro de la línea de resonancia homogénea ensanchada está dada por: $\alpha(I) = \alpha_0 / (1 + I/I_{sat})$ (Chang, 2005). Donde de la ecuación (45)

y la relación de la amplitud del campo de salida, podemos ver que $f^2 = I/I_{sat} = I'$, donde I' es la intensidad luminosa de incidencia normalizada con respecto a la intensidad de saturación del medio en el centro de línea de resonancia. En la configuración de la fibra con un cierto diámetro modal, la relación anterior puede sustituirse por la relación similar para las potencias $f^2 = P/P_{sat} = P'$. Los perfiles de desintonización de la absorción y el retardo de fase, normalizados a la absorbancia inicial del medio $\alpha_0 L$, son presentados en la figura 5, para diferentes valores de potencia incidente normalizada $P' = 0.1, 1, 2, 5$. Las curvas corresponden a los perfiles espectrales de absorción e índice de refracción del medio, observados a la longitud de onda de la luz que satura el medio, pero no para una luz de prueba con frecuencia diferente. Los dos perfiles espectrales son, sin embargo, similares para la línea homogénea ensanchada.

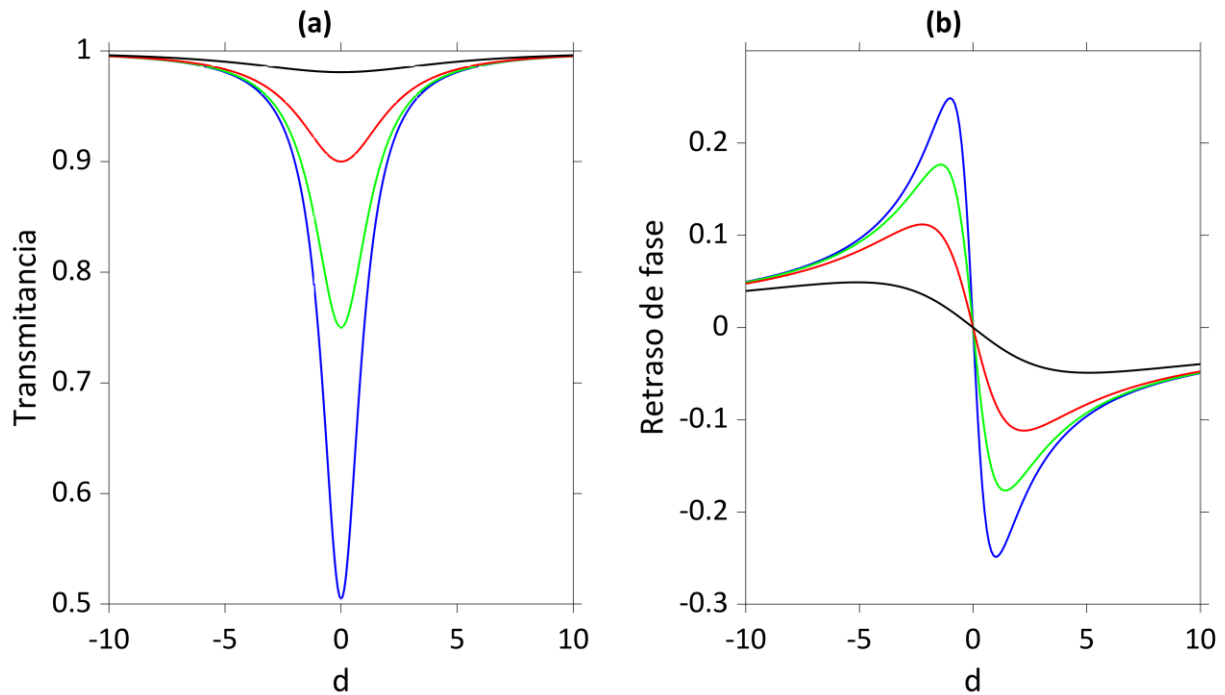


Figura 5. (a) Perfiles espectrales de absorción óptica y (b) retardo de fase, observados para diferentes potencias incidentes normalizadas $P' = 0.1, 1, 2, 5$, con $\alpha_0 L = 0.5$.

Como era de esperarse (Allen & Eberly, 1987), los perfiles mostrados en la figura 5 (a) son lorentzianos, con ancho espectral a media altura (FWHM, por sus siglas en inglés) normalizado: $\Delta d = 2\sqrt{P' + 1}$. Este ensanchamiento del perfil espectral inicial se denomina “ensanchamiento inducido por la potencia”. Está claramente asociado a un aumento de la intensidad de la luz (proporcional a $d^2 + 1$), necesario para la saturación de la misma transición de resonancia, con una desintonización mayor (ver ecuación (44) y (45)). En la figura 5 (b) se puede observar un cambio fotoinducido de una fase óptica en la onda de bombeo

transmitida en $P' \geq 1$ en las proximidades del pico de absorción. Este efecto puede ser tratado como la SPM en la onda de bombeo.

Ahora consideramos cómo la luz con modulación de baja amplitud atraviesa el medio saturado. Cuando la luz modulada en amplitud tiene una modulación sinusoidal de frecuencia normalizada $\delta = \delta\omega T$ y una pequeña amplitud de modulación fm_a (donde $m_a \ll 1$), esta modulación se transforma en una modulación de fase con una profundidad de modulación reducida m_p . Para analizar este fenómeno, utilizamos las mismas ecuaciones de Bloch, pero ahora manteniendo las derivadas en el lado izquierdo de todas las ecuaciones:

$$u_1 = \frac{dfm_a(i\delta w_0 - fv_0 + w_0)}{(\delta^2 - 2i\delta^2 - d^2 - f^2 - 1)(1 + i\delta)}, \quad (48)$$

$$v_1 = \frac{fm_a(i\delta w_0 - fv_0 + w_0)}{(\delta^2 - 2i\delta^2 - d^2 - f^2 - 1)}. \quad (49)$$

Las expresiones obtenidas anteriormente son complejas, lo que indica que el cambio de fase en la envolvente de modulación en la salida del medio. El campo de luz transmitido se puede obtener utilizando los componentes de Bloch anteriores. A continuación, se presenta el resultado de estas evaluaciones, que establecen la relación entre los campos de entrada y salida (estado estacionario y oscilante) de la siguiente manera

$$\begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} f + \alpha_0 L v_0/2 \\ \alpha_0 L u_0/2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} fm_a \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} fm_a + \alpha_0 L v_1/2 \\ \alpha_0 L u_1/2 \end{pmatrix}, \quad (50)$$

donde α_0 es la absorción inicial del medio, y fm_a es la amplitud del campo modulante incidente. Los resultados se presentan en forma de columnas, donde el término de arriba representa la amplitud de la componente en fase con la onda incidente (transmitida), y el de bajo en cuadratura.

De manera similar, se puede obtener un nuevo conjunto de soluciones (u_2, v_2, w_2) cuando el campo de entrada está modulado en fase. En este escenario, la componente modulada de la onda transmitida esperada se expresa como:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ fm_p \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_0 L v_2/2 \\ fm_p + \alpha_0 L u_2/2 \end{pmatrix}. \quad (51)$$

A partir de aquí, se pueden evaluar los coeficientes complejos κ_{ap} y κ_{pa} que determinan la tasa a la que

la modulación de amplitud se transformación en modulación de fase, y viceversa. En términos de los componentes del vector de Bloch, estos coeficientes se expresan como:

$$\kappa_{ap} = -\frac{u_1}{2fm_a} + \frac{u_0}{2f}, \quad (52)$$

$$\kappa_{pa} = -\frac{v_2}{2fm_p} - \frac{u_0}{2f}. \quad (53)$$

Estos coeficientes se calcularon teniendo en cuenta la auto-modulación de fase en la onda de bombeo transmitida, representada por el valor $u_0/2f$. Cabe también mencionar que también están normalizados con respecto al valor de absorbanza $\alpha_0 L$.

Como se desprende de nuestra consideración de OPA en el caso de un medio Kerr ideal con una transformación unidireccional de modulación de amplitud a la de fase, la ganancia es igual a la mitad del coeficiente de transformación κ_{ap} . Como se muestra en (Stepanov et al., 2024), en la presencia de transformación opuesta y valores complejos de los coeficientes, la ganancia OPA está dada por

$$\gamma LI = \Re_e \left[\frac{\kappa_{ap} + \kappa_{pa}}{2} \right]. \quad (54)$$

Las partes imaginarias contribuyen a un cambio de fase, pero no a la amplificación de la amplitud de modulación. Esta ecuación puede considerarse como una generalización de la relación simple para un medio de Kerr clásico sin absorción cuando $\gamma LI = \kappa_{ap}/2$.

El procedimiento de cálculo presentado antes se relaciona claramente con una línea de resonancia de ensanchamiento homogéneo. Los mismos cálculos se pueden realizar de forma análoga para una línea con ensanchamiento no homogéneo. Se considera a continuación la línea de absorción P9 del acetileno.

Esta línea es ampliamente homogeneizada debido al efecto Doppler, presentando un ancho espectral total (Δf) de 500 MHz a bajas presiones ($P \sim 1$ Torr) (Casillas Rodríguez, 2020). El tiempo de relajación transversal (T_2) correspondiente a esta transición es aproximadamente $T_2 = 10$ ns, determinado mediante la técnica de eco fotónico de dos pulsos (Ocegueda, et al., 2014). Esto implica que el perfil de absorción gaussiano no homogéneo del acetileno se puede aproximar como un conjunto de aproximadamente diez líneas lorentzianas homogéneas, cada una desplazada con un ancho espectral de cada línea de ≈ 50 MHz. Los resultados de estas simulaciones proporcionan una explicación teórica del comportamiento experimental

esperado de los pulsos modulados en amplitud antes y después de interactuar con un medio dispersivo.

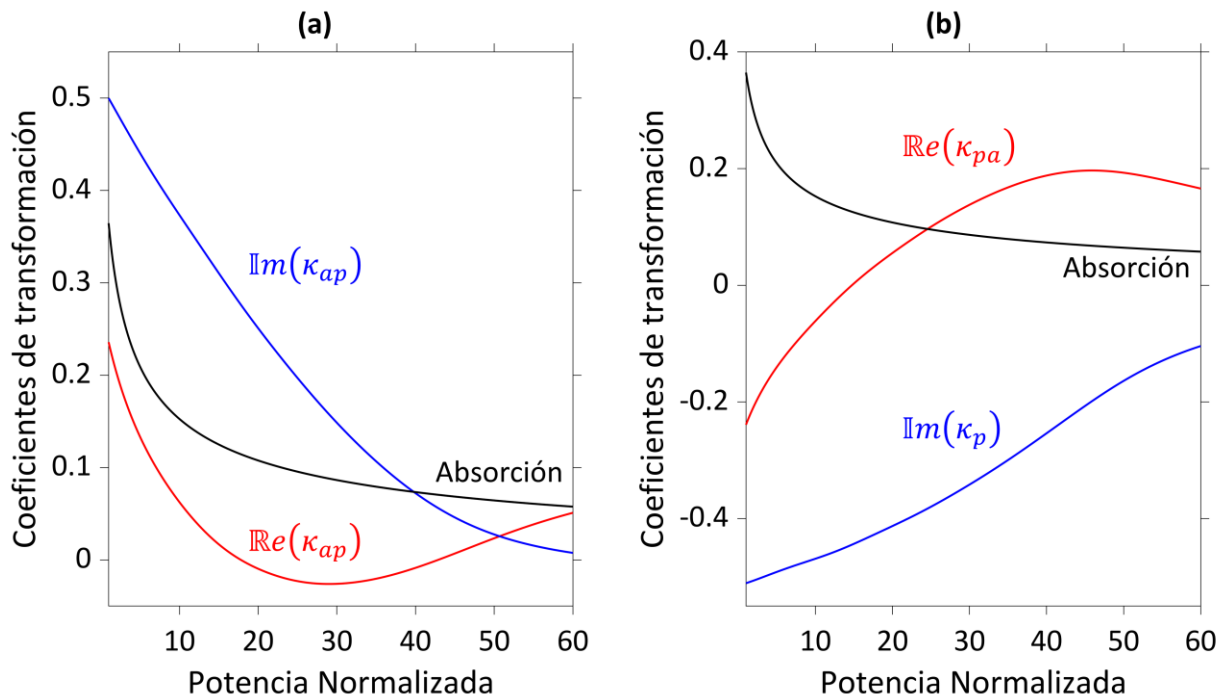


Figura 6. Resultados de la simulación para κ_{ap} (a) y κ_{pa} (b) para una línea no homogénea con ancho espectral de 500 MHz y $\alpha_0 L = 2.45$. La línea roja muestra la parte real, y la azul la imaginaria; la curva negra muestra la saturación de absorción ($\alpha L/2$) para la misma desintonía.

Los resultados de una simulación numérica basada en soluciones de las ecuaciones de Bloch (presentadas en la sección 2.2) para una línea de resonancia ensanchada de manera inhomogénea con absorbanza inicial máxima $\alpha_0 L = 2.45$ se presentan en la figura 6. La figura 6 (a) presenta la dependencia de la parte real e imaginaria del coeficiente de transformación de modulaciones κ_{ap} con la potencia normalizada incidente, y la figura 6 (b) lo mismo, pero para κ_{pa} . La simulación está hecha para una frecuencia de modulación de 175 MHz (usada en el experimento) y para una desintonía de 250 MHz al centro de lado de la línea, donde se espera el efecto más grande. Como referencia se presenta la curva de saturación de absorción para la misma desintonía. Podemos ver que, para las potencias bajas, las respuestas de amplitud a fase y viceversa son asimétricas, lo cual no resulta en ganancia OPA.

La figura 7 muestra los resultados de la simulación para las partes reales de ambos coeficientes de transformación y el valor esperado del coeficiente de ganancia OPA (ver ecuación (54)). Es importante identificar que la simulación numérica predice una ganancia OPA máxima de aproximadamente $\gamma LI \approx 0.1$. Entonces, la máxima ganancia OPA esperada es alrededor de un orden de magnitud debajo de la

absorción inicial (~ 1) para la desintonía al centro desde un lado de la línea de resonancia inhomogénea.

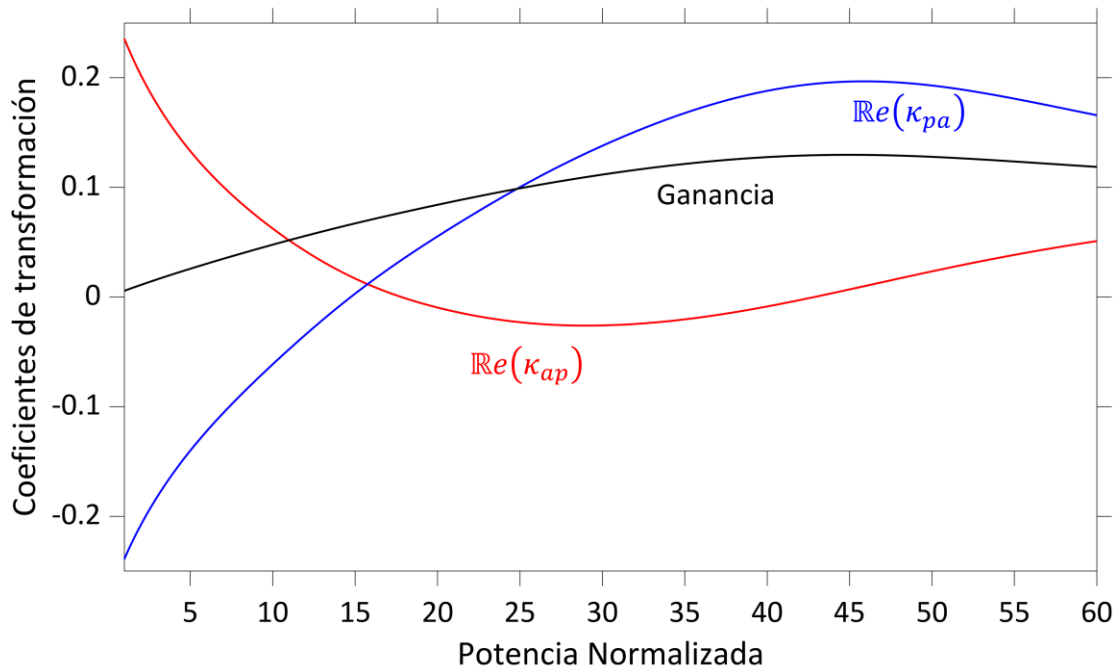


Figura 7. Resultados de la simulación para las partes reales de κ_{ap} (rojo) y κ_{pa} (azul) para una línea no homogénea con ancho espectral de 500 MHz y $\alpha_0 L = 2.45$. La línea negra muestra la ganancia OPA esperada según la ecuación (54).

2.2.1 Cavity de anillo de fibra óptica: técnica para detectar la modulación de fase

Como se abordó en la sección 2.2, se requiere un elemento óptico que permita evaluar la transformación de la modulación de amplitud a la modulación de fase de salida obtenida en la HC-PCF rellena con acetileno. A continuación, se presenta un resumen de la teoría que describe el funcionamiento de una cavity de anillo de fibra óptica y se propone una metodología de su implementación y construcción experimental.

En contraste con la cavity convencional de Fabry-Perot usada en (Levenson et al., 1985), la configuración de un resonador de anillo de fibra óptica (Shlyagina & Stepanov, 2014) se caracteriza por presentar mínimos en el rango espectral libre determinados por la longitud de la fibra, como se ilustra en la figura 8. Estas configuraciones, además de ser fácilmente construibles a partir de componentes estándar de fibra óptica, permiten el estudio sistemático de sus propiedades mediante la modificación de camino óptico y transmitancia interna de la cavity.

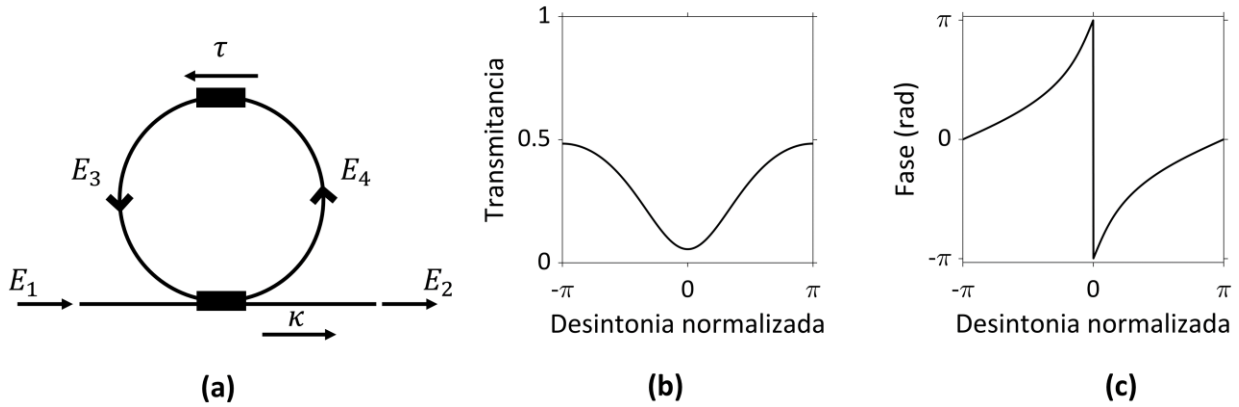


Figura 8. Geometría de la cavidad de anillo de fibra óptica: (a) configuración de la cavidad. En (b), transmitancia teórica, y (c) desplazamiento de fase esperado para un resonador de anillo con transmitancia de $\kappa = 0.5$.

Analizamos el dispositivo presentado en la figura 8 (a) siguiendo la metodología y los principios establecidos en los trabajos de Heebner et al., 2004, Heebner & Boyd, 1999 y Zeilinger, 1981. Describimos el acoplamiento de la luz dentro y fuera del resonador en términos de relaciones generalizadas del divisor de haz de la forma

$$E_2 = \kappa E_1 + i\sqrt{1 - \kappa^2} E_3, \quad (55)$$

$$E_4 = \kappa E_3 + i\sqrt{1 - \kappa^2} E_1, \quad (56)$$

donde κ es la transmitancia del acoplador, los campos están definidos con respecto a los puntos de referencia de la figura 8 (a). Además, describimos la circulación de luz dentro del resonador en términos del desplazamiento de fase de ida y vuelta ϕ y el factor de transmisión de amplitud τ de manera que

$$E_2 = \tau \exp(i\phi) E_4. \quad (57)$$

El desfase de ida y vuelta ϕ puede ser interpretado como $\phi = kL$, donde $k = 2\pi n/\lambda$, n es el índice de refracción efectivo del modo en la fibra, λ es la longitud de onda de la luz incidente, y L es la longitud del anillo de fibra. Las ecuaciones (55) y (56) pueden resolverse simultáneamente para encontrar que los campos de entrada y salida están relaciones por la transmitancia de amplitud compleja:

$$\frac{E_2}{E_1} = \exp[i(\pi + \phi)] \frac{\tau - \kappa \exp(-i\phi)}{1 - \kappa \tau \exp(i\phi)}. \quad (58)$$

El factor de transmitancia de intensidad se obtiene al calcular el módulo al cuadrado de esta cantidad:

$$T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 = \frac{\tau^2 - 2\kappa\tau \cos \phi + \kappa^2}{1 - 2\kappa\tau \cos \phi + \kappa^2\tau^2} \quad (59)$$

El acoplamiento ideal se da cuando la transmitancia del acoplador (κ) es igual a la transmitancia del lazo de cavidad (τ). Para $\kappa > \tau$, se dice que el resonador está subacoplado y para $\kappa < \tau$, se dice que el resonador está sobreacoplado. La fase de la luz transmitida se obtiene a partir del argumento de la ecuación (58):

$$\phi = \arg\left(\frac{E_2}{E_1}\right) = \pi + \phi + \text{atan}\left(\frac{\kappa \sin \phi}{\tau - \kappa \cos \phi}\right) + \text{atan}\left(\frac{\kappa\tau \sin \phi}{1 - \kappa\tau \cos \phi}\right). \quad (60)$$

La figura 8 muestra la transmisión (b) y la fase (c) para un resonador de anillo con $\tau = 0.3$ y $\kappa = 0.5$, es decir el caso sub acoplado.

A continuación, se analiza como los sistemas de resonancia se usan para la detección de la presencia de modulación de fase, en particular en la salida de la celda llena de acetileno. En el experimento, para este propósito, se utiliza el resonador de anillo de fibra óptica con una estructura periódica de picos de resonancia. Las figuras presentadas a continuación muestran una sintonización de onda modulada alrededor de un solo pico de resonancia, como, por ejemplo, en el caso de propagación lineal de luz de baja potencia cerca del pico de absorción en la celda de acetileno.

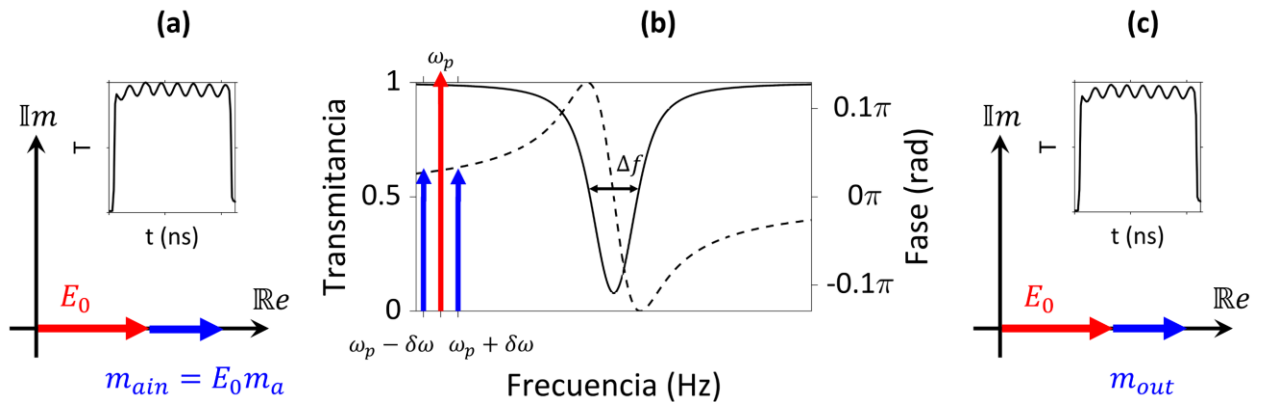


Figura 9. En (a), se representa el campo luminoso de entrada mediante el plano de fasores, mostrando una superposición de una onda de bombeo intenso (E_0) y una onda pequeña, puramente modulada en amplitud (flecha azul). En (b), se muestra esquemáticamente el perfil de absorción y dispersión de una línea no homogénea utilizando las ecuaciones de Bloch. Se realiza una sintonización del campo de bombeo (ω_p) fuera de la línea de absorción, con las correspondientes bandas laterales desplazadas una frecuencia $\pm\delta\omega$. Finalmente, en (c), se muestra el efecto producido en el pulso modulado de entrada al interactuar fuera de la línea de absorción.

Primero, analizaremos el comportamiento del pulso óptico modulado tanto a la entrada como a la salida

de la celda cuando se sintoniza fuera de la línea de absorción. La figura 9 (a) representa en el plano de fasores la superposición de un pulso óptico de bombeo intenso (E_0) y una onda pequeña puramente modulada en amplitud. La figura 9 (b) se muestra una línea de absorción no homogénea, que consiste en 10 líneas homogéneas construidas a partir de la ecuación (45) para su perfil de absorción (línea continua) y de la ecuación (44) para su perfil de dispersión (línea discontinua).

La desintonía normalizada se estableció entre -20 y 20, asumiendo un tiempo de relajación transversal y longitudinal de $T = 10$ ns. Bajo estas condiciones, el FWHM es $\Delta f = 500$ MHz. El pulso óptico modulado en amplitud a la entrada, con una desintonía de 1.75 GHz desde el centro de la línea, corresponde al caso en el que no hay interacción con el acetileno, es decir, se puede asumir que la celda está vacía. Alrededor de la frecuencia portadora (ω_p), se sitúan las bandas laterales producidas por la modulación en amplitud del pulso de entrada, desplazadas a una frecuencia $\delta\omega = \pm 175$ MHz. Bajo la condición de sintonización mencionada anteriormente, el pulso óptico modulado a la salida de la celda, ilustrado en la figura 9 (c), es un pulso que no ha experimentado ningún cambio en su dispersión en la portadora ni en las bandas laterales, como se puede observar en el plano de fasores. Los vectores del campo de bombeo (E_0) y de la modulación de amplitud a la salida, son iguales a los de la entrada, es decir, $m_{ain} = m_{out}$. Además, el pulso solo experimentará una disminución en su amplitud debido a la atenuación típica de la HC-PCF.

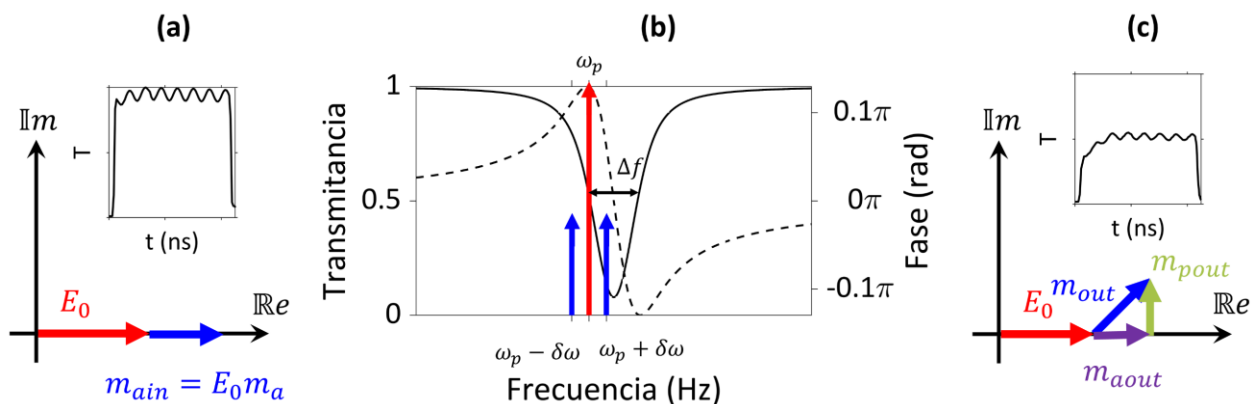


Figura 10. En (a), se representa en el plano de fasores el campo luminoso de entrada como una superposición de una onda de bombeo intensa (E_0) y una onda pequeña, puramente modulada en amplitud (flecha azul). En (b), se muestra esquemáticamente el perfil de absorción y dispersión de una línea no homogénea mediante las ecuaciones de Bloch. Se realiza una sintonización del campo de bombeo (ω_p) a 250 MHz del centro de la línea de absorción, con las correspondientes bandas laterales desplazadas a una frecuencia $\pm\delta\omega$. Finalmente, en (c), se ilustra el efecto producido al pulso modulado de entrada al interactuar con el medio no lineal y generar una componente de modulación de fase (m_{pout}).

Cuando la frecuencia portadora (ω_p) se sintoniza a un lado de la línea de absorción, ocurre lo siguiente. La figura 10 (a) muestra el mismo pulso óptico modulado en la entrada de la celda, como se describió en el

caso anterior. Al situar la frecuencia portadora (ω_p) con una desintonía de 250 MHz desde el centro de la línea, tanto la portadora como sus bandas laterales interactúan con la línea de absorción, como se ilustra en la figura 10 (b). En esta configuración, el índice de refracción no lineal del acetileno induce un cambio de fase en las onda de bombeo, señal y acompañante, lo cual se observa en el perfil de dispersión (línea punteada) de la línea de absorción. Por otro lado, debido a esta interacción de mezcla de cuatro ondas (FWM), se espera que el pulso óptico modulado sufra una atenuación según el perfil de absorción de la línea de acetileno. Como resultado de estos efectos, la figura 10 (c) muestra el pulso óptico modulado a la salida y su representación en el plano de fasores.

De esta consideración simplificada, podemos ver cómo la modulación de amplitud de la entrada se transforma, al menos parcialmente, en una modulación de fase en la salida del medio. Formalmente, esto se debe a una rotación del vector de modulación sobre el vector de onda de bombeo. De manera similar, la modulación de fase de entrada se convierte en una modulación de amplitud en la salida, donde ahora se puede detectar con un fotodetector convencional.

2.3 Descripción cuántica de la luz

2.3.1 Mecánica cuántica del oscilador armónico

La descripción cuántica de la luz es esencialmente la mecánica cuántica del oscilador armónico, siguiendo el enfoque de Dirac (P.A.M. Dirac, 1927). Aunque la óptica cuántica trata sobre la creación y aniquilación de fotones y es formalmente parte de la electrodinámica cuántica, limita su atención a energías no relativistas (1 eV, incluso 1 μeV), por lo que no hay creación y aniquilación de masa. Cada modo del campo electromagnético se cuantifica como un oscilador armónico formal, algunas de estas propiedades se enunciarán brevemente.

2.3.1.1 Hamiltoniano y observables

El hamiltoniano de un sistema es un operador que describe la energía total de éste, el cual nos proporciona la información necesaria para determinar cómo evoluciona el estado del sistema con el tiempo. Para un modo del campo electromagnético, con frecuencia ω se escribe convenientemente como $\hat{H} =$

$\hbar\omega(\hat{X}^2 + \hat{P}^2)$, donde \hbar es la constante de Planck y los observables \hat{X} y \hat{P} son análogos de posición y momento en los que se conoce como el espacio de fase, \hat{q} y \hat{p} , de un oscilador armónico de masa unitaria: $\hat{X} = \hat{q}/\sqrt{\omega/2\hbar}$, $\hat{P} = \hat{p}/\sqrt{2\hbar\omega}$. Los operadores que aniquilan y crean fotones son los operadores de subida o de bajada (también conocidos como operadores escalera)

$$\hat{a} = \hat{X} + i\hat{P}, \quad \hat{a}^\dagger = \hat{X} - i\hat{P}. \quad (61)$$

La relación de conmutación canónica, $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$, es equivalente a $[\hat{X}, \hat{P}] = -i/2$, $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$, esta última es la relación de conmutación de bosones de la teoría cuántica de campos. La forma del Hamiltoniano que más se encuentra en la óptica cuántica es $\hat{H} = \hbar\omega(\hat{N} + 1/2)$, con $\hat{N} = \hat{a}^\dagger\hat{a}$ el operador de número de fotones. Comúnmente se escribe con la energía del estado fundamental o vacío, $\hbar\omega/2$.

2.3.2 Luz comprimida monomodal y multimodal

Para comprender el concepto de luz comprimida, es esencial explorar su relación con el campo eléctrico clásico y cuántico, ya que estos describen los diferentes estados de luz cuántica. Tanto en el enfoque clásico como el cuántico, el campo eléctrico $E(t)$ en el vacío se puede expresar en términos de su amplitud E_0 y la frecuencia angular ω como $E(t) = E_0 \cos(\omega t + \phi)$. Por otro lado, en óptica cuántica, el campo eléctrico se describe en términos de los operadores de cuadratura \hat{X} y \hat{P} . La relación aproximada entre el campo eléctrico y estas cuadraturas es $\hat{E}(t) \propto \hat{X}(t) \cos(\omega t) + \hat{P}(t) \sin(\omega t)$. Esta conexión entre los enfoques clásico y cuántico del campo eléctrico nos permite comprender mejor cómo se relacionan con los estados de luz comprimida y cómo influyen en su comportamiento y aplicación en diversas tecnologías cuánticas.

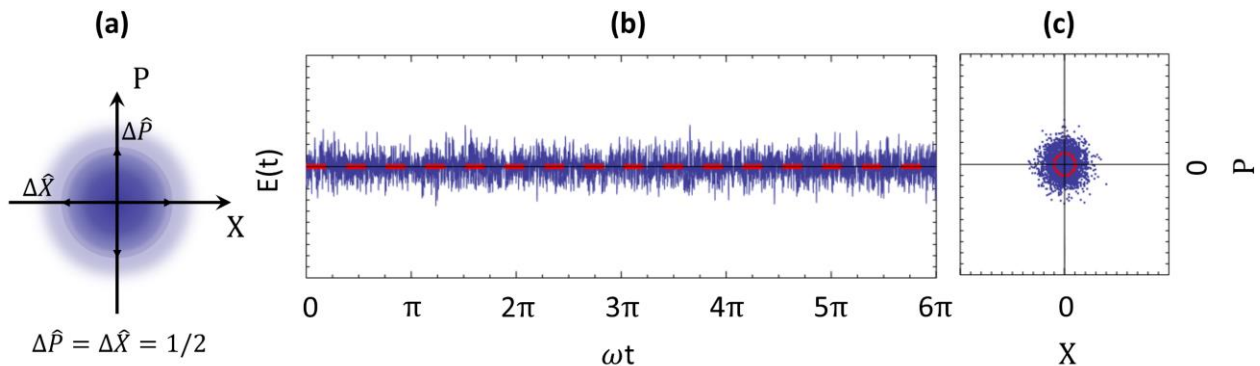


Figura 11. Campo de luz en el estado cuántico de vacío. (a) Función de Wigner del estado de vacío. (b) Resultado típico que se podría obtener al medir la intensidad del campo eléctrico (normalizado) de la onda de luz en el estado de vacío en función del tiempo. (c) Representación en el espacio de fases del resultado de la medición.

En los estados comprimidos de luz, el ruido del campo eléctrico en ciertas fases cae por debajo del estado de vacío. Esto significa que, cuando tenemos luz comprimida, vemos menos ruido que si no hubiera luz en absoluto (comparar las figuras 11 y 12) (Lvovsky, 2015). Esta característica, aparentemente paradójica, es una consecuencia directa de la naturaleza cuántica de la luz y no puede explicarse dentro del marco clásico. La idea básica de la compresión se puede entender considerando nuevamente el oscilador armónico cuántico. La función de onda del estado de vacío en las bases de posición y momento adimensional (mediante una transformada de Fourier) corresponde a

$$\psi_0(\hat{X}) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{-\hat{X}^2/2}, \quad \tilde{\psi}_0(\hat{P}) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{-\hat{P}^2/2}, \quad (62)$$

(por lo que la función de onda del estado de vacío es la misma en las bases de posición y momento). La varianza de los observables posición y momento en el estado de vacío es igual $\langle 0|\Delta\hat{X}|0\rangle = \langle 0|\Delta\hat{P}|0\rangle = 1/2$.

La función de onda del estado de vacío comprimido $|sq_R\rangle$ con el factor de compresión R se obtiene en las bases de posición y momento, respectivamente:

$$\psi_R(\hat{X}) = \frac{\sqrt{R}}{\pi^{1/4}} e^{-(R\hat{X})^2/2}, \quad \tilde{\psi}_R(\hat{P}) = \frac{1}{\pi^{1/4}\sqrt{R}} e^{-(\hat{P}/R)^2/2}. \quad (63)$$

En este estado, las varianzas de los dos observables canónicos son $\langle \Delta\hat{X}^2 \rangle = 1/(2R^2)$ y $\langle \Delta\hat{P}^2 \rangle = R^2/2$. Si $R > 1$, la varianza de la posición es inferior a la del estado de vacío, por lo que $|sq_R\rangle$ está comprimido en posición; para $R < 1$, el estado está comprimido en momento. Decimos que un estado de un oscilador armónico exhibe compresión si la varianza de la posición, el momento o cualquier otra cuadratura en ese estado exhibe una varianza por debajo de $1/2$.

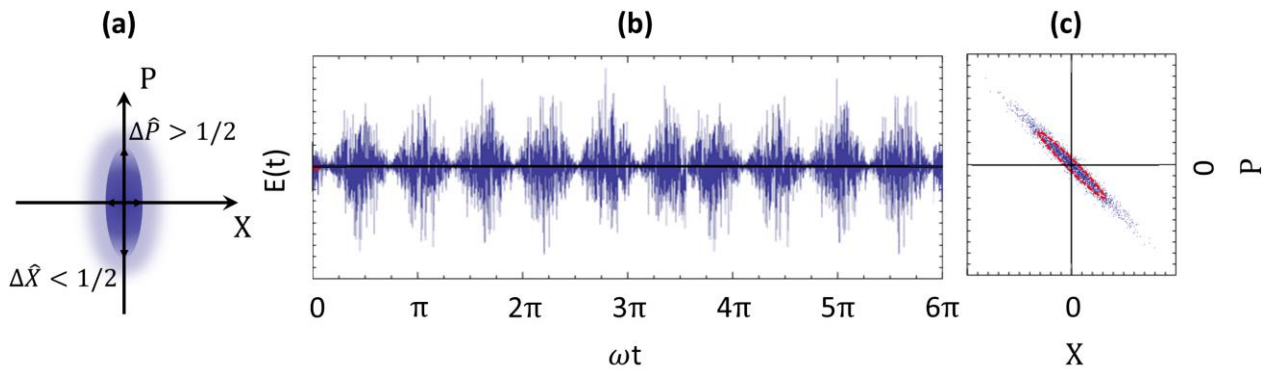


Figura 12. Campo de luz en estado comprimido. (a) Función de Wigner del estado de vacío comprimido en posición. (b) Dependencia temporal del campo eléctrico de vacío comprimido con ángulo de compresión $\pi/4$. (c) Representación en el espacio de fases del resultado de la medición.

Según el principio de incertidumbre de Heisenberg, dos observables asociados a variables complementarias como la posición y el momento o cualquier par de cuadraturas asociadas con ángulos ortogonales, no pueden estar comprimidas a la vez. Por ejemplo, para el estado mostrado en la ecuación (63), el producto $\langle \Delta \hat{X}^2 \rangle \langle \Delta P^2 \rangle = 1/4$ es el mismo que para el estado de vacío. Las características de compresión se hacen más evidentes cuando se comparan las funciones de Wigner del estado de vacío (figura 11 (a)) con el estado de vacío comprimido en posición (figura 12 (a)), las cuales son una representación cuasi-probabilística en el espacio de fase que describe el estado cuántico de un sistema. El papel de los observables de posición y momento en este contexto lo desempeñan las magnitudes del campo eléctrico medidas en fases específicas. Por ejemplo, el campo en la fase cero (con respecto a una cierta referencia) corresponde al observable de posición, el campo en la fase $\pi/2$ al observable de momento, y así sucesivamente. En consecuencia, las mediciones sensibles a la fase de la magnitud del campo en una onda electromagnética se ven afectadas por las incertidumbres cuánticas asociadas con sus fases correspondientes.

Los estados comprimidos de un solo oscilador local corresponden a los estados comprimidos de un solo modo o monomodales. Cuando se intervienen dos modos corresponden al estado de vacío comprimido bimodal (TMSV, por sus siglas en inglés). Como lo indica su nombre, este es un estado no de uno, sino de dos modos electromagnéticos correlacionados. Por lo tanto, se analiza un estado de vacío dado por el producto tensorial de dos osciladores (a y b). En la base de posición, su función de onda es:

$$\psi_{00}(\hat{X}_a, \hat{X}_b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-(\hat{X}_a + \hat{X}_b)^2/4} e^{-(\hat{X}_a - \hat{X}_b)^2/4}. \quad (64)$$

La función de onda del estado de vacío comprimido de dos modos $|TMSV_R\rangle$ está dada por:

$$\psi_R(\hat{X}_a, \hat{X}_b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-(\hat{X}_a + \hat{X}_b)^2/(4R^2)} e^{-R^2(\hat{X}_a - \hat{X}_b)^2/4}. \quad (65)$$

La observación clave es que los observables $(\hat{X}_a + \hat{X}_b)/\sqrt{2}$ y $(\hat{X}_a - \hat{X}_b)/\sqrt{2}$ tienen una distribución gaussiana con una varianza de $1/2$. A diferencia del estado de doble vacío, los TMSV están correlacionados de manera no clásica, gracias a este entrelazamiento. Para $R > 1$, la varianza de $(\hat{X}_a - \hat{X}_b)/\sqrt{2}$ es menor que $1/2$, es decir, por debajo del valor para estado de doble vacío. La función de onda del TMSV en la base del momento se obtiene de la ecuación (65) mediante una transformada de Fourier

$$\tilde{\psi}_R(\hat{P}_a, \hat{P}_b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-R^2(\hat{P}_a + \hat{P}_b)^2/4} e^{-(\hat{P}_a - \hat{P}_b)^2/(4R^2)}. \quad (66)$$

Observamos que para $R > 1$ los momentos de los dos modos están correlacionados, es decir, la varianza de la suma $(\hat{P}_a + \hat{P}_b)/\sqrt{2}$ está por debajo del nivel esperado de dos estados de vacío. El vacío de dos modos comprimidos no implica compresión en cada modo individual. Por el contrario, los observables de posición y momentos de ambos modos en TMSV obedecen a una distribución de probabilidad con varianza $\langle \Delta \hat{X}_a^2 \rangle = \langle \Delta \hat{X}_b^2 \rangle = \langle \Delta \hat{P}_a^2 \rangle = \langle \Delta \hat{P}_b^2 \rangle = 1 + R^4/4R^2$ que supera la del estado de vacío para cualquier $R \neq 1$. Con $R > 1$, la incertidumbre de las cuadraturas individuales aumenta.

2.3.2.1 El operador de compresión monomodal y multimodal

Continuando con una descripción matemática más rigurosa, la compresión de un solo modo se puede modelar mediante la acción del operador compresión

$$\hat{S}(r) = \exp[(r\hat{a}^2 - r\hat{a}^{\dagger 2})/2], \quad (67)$$

donde $r = \ln(R)$ es el parámetro de compresión y \ln denota logaritmo natural, sobre el estado de vacío. Se observa que, para un r pequeño, el operador de compresión (72) que actúa sobre el estado de vacío genera el estado

$$\hat{S}(r) |0\rangle \approx \left[1 + \frac{(r\hat{a}^2 - r\hat{a}^{\dagger 2})}{2} \right] |0\rangle = |0\rangle - \left(\frac{r}{\sqrt{2}} \right) |2\rangle \quad (68)$$

El operador de compresión de la ecuación (67) puede obtenerse como

$$\hat{H} = i\hbar\alpha[\hat{a}^2 - \hat{a}^{\dagger 2}]/2, \quad (69)$$

para un tiempo $t = r/\alpha$ (de manera que $\hat{S}(r) = e^{-i(\hat{H}/\hbar)t}$). Analizando esta evolución en el esquema de Heisenberg, utilizando $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$, encontramos que $\hat{a} = i/\hbar[\hat{H}, \hat{a}] = -\alpha\hat{a}^\dagger$ y $\hat{a}^\dagger = -\alpha\hat{a}$. Ahora, usando la expresión de las cuadraturas observables dadas por la ecuación (61) $\hat{X} = (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/\sqrt{2}$ y $\hat{P} = (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/\sqrt{2}i$, es posible reescribir la evolución de las cuadraturas del campo de la forma siguiente

$$\hat{X}(t) = \hat{S}^\dagger(r)\hat{X}(0)\hat{S}(r) = \hat{X}(0)e^{-r}, \quad (70)$$

$$\hat{P}(t) = \hat{S}^\dagger(r)\hat{P}(0)\hat{S}(r) = \hat{P}(0)e^r, \quad (71)$$

lo cual corresponde a una compresión de las incertidumbres de posición por un factor $R = e^r$ y un correspondiente incremento de momento. Si el estado inicial es el vacío, la evolución resultará en un estado de vacío comprimido.

La transformación (conocida como la transformación de Bogoliubov) correspondiente a los operadores de creación y aniquilación es la siguiente:

$$\hat{a}(t) = \hat{a}(0) \cosh r - \hat{a}^\dagger(0) \sinh r, \quad (72)$$

$$\hat{a}^\dagger(t) = \hat{a}^\dagger(0) \cosh r - \hat{a}(0) \sinh r. \quad (73)$$

La compresión de dos modos se trata de manera similar a los descrito en los párrafos anteriores, en donde \hat{a} y \hat{b} representan los operados de compresión para dos modos distinguibles en algún grado de libertad. El operador de compresión bimodal es:

$$\hat{S}_2(r) = \exp[(-r\hat{a}\hat{b} + r^*\hat{a}^\dagger\hat{b}^\dagger)]. \quad (74)$$

Recordando que los operados de aniquilación y creación asociados a modos diferentes conmutan, encontramos

$$\hat{a}(t) = \hat{a}(0) \cosh r + \hat{b}^\dagger(0) \sinh r, \quad (75)$$

$$\hat{b}(t) = \hat{b}(0) \cosh r + \hat{a}^\dagger(0) \sinh r, \quad (76)$$

y, por lo tanto:

$$\hat{X}_a(t) \pm \hat{X}_b(t) = [\hat{X}_a(0) \pm \hat{X}_b(0)]e^{\pm r}, \quad (77)$$

$$\hat{P}_a(t) \pm \hat{P}_b(t) = [\hat{P}_a(0) \pm \hat{P}_b(0)]e^{\mp r}. \quad (78)$$

Inicialmente, los modos \hat{a} y \hat{b} están en el estado de vacío, y los observables de cuadratura en estos modos están sin correlación. Pero a medida que pasa el tiempo, los observables de cuadratura de \hat{a} y \hat{b} se vuelven correlacionados, mientras que los observables de fase se vuelven anti correlacionados.

2.3.3 Mezclado de cuatro ondas espontáneo

A nivel cuántico, tanto el proceso de sFWM como en el FWM, se aniquilación dos fotones de bombeo (p) y la creación de un par de fotones señal (s) y acompañante (i), como se ilustra en la figura 13. La principal diferencia entre ambos regímenes radica en la naturaleza del proceso: el sFWM implica la generación de una pareja de fotones por vez, mientras que el FWM puede involucrar la emisión de múltiples parejas de fotones simultáneamente, es decir, dos, tres, cuatro o más parejas a la vez, lo que resulta en ganancia del proceso. Ambos procesos están sujetos a los principios de conservación de la energía y el momento, como se ilustra en las figuras 13 (b) y 13 (c). Por simplicidad, esta descripción se limita al caso en que todos los campos participantes se propagan en la fibra óptica en el mismo modo transversal y con la misma polarización. En este contexto, se considera la condición de empatamiento de fase $\Delta k = 0$, donde la constante de propagación $k(\omega_\mu)$ se refiere, en este caso, al modo fundamental de la fibra para las frecuencias ω_μ , con $\mu = p, s, i$.

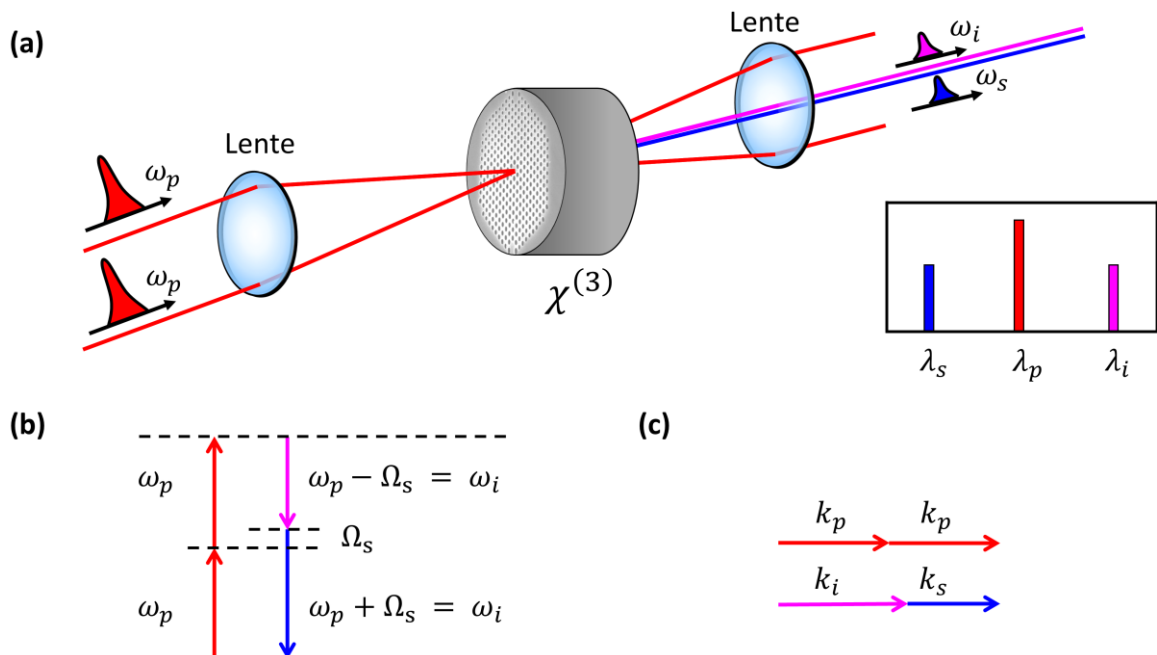


Figura 13. Esquemático de una PCF para la generación de sFWM (a). El recuadro muestra la ubicación del haz de bombeo y la creación de dos señales de menor intensidad (bandas laterales). Diagrama de energía (b) y momento (c) para la sFWM degenerado.

El hamiltoniano de interacción que gobierna al proceso de sFWM puede escribirse como:

$$\hat{H}(t) = \frac{3}{8} \epsilon_0 \chi^{(3)} \int_{-\infty}^{\infty} dV \hat{E}_p^{2(+)}(\vec{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\vec{r}, t) \hat{E}_i^{(-)}(\vec{r}, t) + H. C.. \quad (79)$$

Aquí, ϵ_0 representa la permitividad eléctrica del vacío, $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad eléctrica de tercer orden, V es el volumen del medio no lineal iluminado por el campo de bombeo, y $H.C.$ denota el conjugado hermítico. Además,

$$\hat{E}_\mu^{(+)}(\vec{r}, t) = i\sqrt{\delta k} f_\mu(x, y) \sum_{k_\mu} \exp[-i(\omega_\mu t - k_\mu z)] \ell(\omega_\mu) \hat{a}(k_\mu), \quad (80)$$

donde ω_μ está relacionada con $k_\mu \equiv k_\mu(\omega_\mu)$ a través de la relación de dispersión, $\delta k = 2\pi/L_Q$ es el espacio entre modos, $f_\mu(x, y)$ es la distribución transversal del modo fundamental de la fibra, normalizada de modo que $\int dx \int dy |f_\mu(x, y)|^2 = 1$, y $\ell(\omega_\mu)$ se define como:

$$\ell(\omega_\mu) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_\mu}{\pi\epsilon_0 n^2(\omega_\mu)}}. \quad (81)$$

Aquí, $n(\omega_\mu)$ es el índice de refracción lineal. En la ecuación (80), $\hat{a}(k_\mu)$ representa el operador de aniquilación de fotones en el campo de bombeo $\hat{E}_p^{(+)}(\vec{r}, t)$, por lo que su conjugado $\hat{a}^\dagger(k_\mu)$ es el operador creador de fotones en los campos $\hat{E}_s^{(+)}(\vec{r}, t)$ y $\hat{E}_i^{(+)}(\vec{r}, t)$. En este enfoque, se consideró que el haz de bombeo es un campo coherente intenso, por lo que puede expresarse como amplitudes complejas $\hat{E}_p^{(+)}(\vec{r}, t) \rightarrow E_p(\vec{r}, t)$.

El operador de evolución para la interacción sFWM puede expresarse de la siguiente manera

$$\hat{U}(t) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \hat{H}(t')\right] = \hat{S}(r) = \exp\left[\frac{1}{2}(r^* \hat{a}_s \hat{a}_i - r \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger)\right], \quad (82)$$

con r dado por:

$$r = -\frac{2i\zeta t}{\hbar} \int d\omega_s \int d\omega_i g(\omega_s, \omega_i). \quad (83)$$

En la ecuación (83), $g(\omega_s, \omega_i)$ se denomina amplitud espectral conjunta, que conserva la información sobre el campo de bombeo y la dispersión del medio no lineal. El parámetro complejo ζ comprende la diferencia de fase entre el campo de bombeo y otras variables que pueden controlarse experimentalmente, como la potencia de bombeo, y $\hat{S}(r)$ es el operador de compresión. La ecuación (82) muestra que el proceso de sFWM es un sistema físico viable para generar estados de vacío comprimidos bimodales, cuyo grado de compresión depende de las características del haz de bombeo, su fase relativa

y la dispersión del medio. Al expandir la operación de la ecuación (82) y mantener los términos de primer orden, válidos para bajas potencias de bombeo, longitud de interacción corta y bajo coeficiente no lineal, obtenemos $\hat{U}(r) = 1 - \frac{1}{2}(r^* \hat{a}_s \hat{a}_i - r \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger)$, lo que da lugar a la generación de estados de dos fotones. Si el estado de entrada al medio no lineal es el vacío, el proceso es sFWM. De lo contrario, el proceso puede denominarse amplificación paramétrica, el cual esquemáticamente puede representarse en la figura 14.

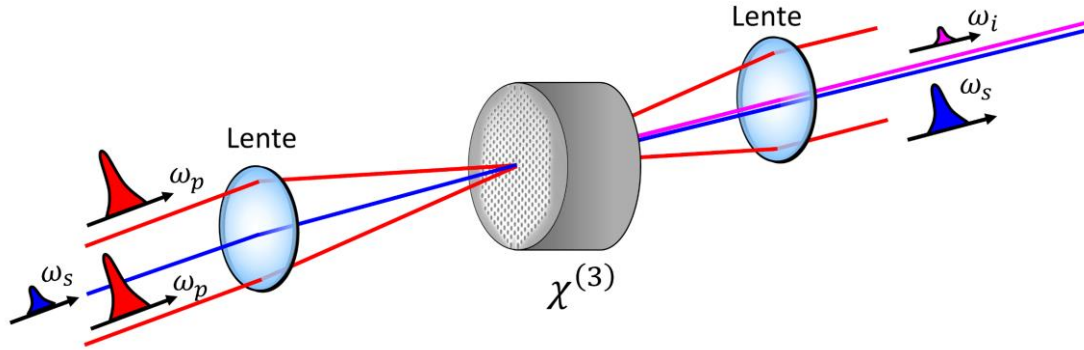


Figura 14. Esquemático de una PCF en el que el estado de entrada al medio no lineal es uno de los fotones que el mismo medio generó por sFWM, dando lugar a amplificación paramétrica del estado de entrada.

El operador de evolución en la ecuación (82) se puede reescribir utilizando la descomposición de Schmidt de la siguiente manera

$$\hat{U}(t) = \exp i \sum_n [\eta_n \hat{Q}_n \hat{R}_n + \eta_n^* \hat{Q}_n^\dagger \hat{R}_n^\dagger], \quad (84)$$

donde se han definido los dos operadores

$$\hat{Q}_n^\dagger = \int d\omega_s \varphi_n(\omega_s) \hat{a}^\dagger(\omega_s), \quad \hat{R}_n^\dagger = \int d\omega_i \beta_n(\omega_i) \hat{a}^\dagger(\omega_i), \quad (85)$$

que también se conocen como modos temporales (TMs, por sus siglas en inglés), donde $\varphi_n(\omega_s)$ y $\beta_n(\omega_i)$ son las funciones propias de Schmidt, y η_n comprende parámetros relacionados con el campo de bombeo y la fibra óptica.

2.3.4 Amplificación paramétrica de estados de vacío comprimido

El proceso sFWM genera inherente estados bimodales comprimidos (Lvovsky, 2015). A partir del operador de evolución de la ecuación (84), es posible escribir el estado de salida cuando el estado inicial es el vacío

de la siguiente manera:

$$|\psi_1\rangle = \hat{U}|0\rangle = \Pi_n \hat{S}_n(2\eta_n)|0\rangle. \quad (86)$$

Se puede ver que sFWM genera estados de vacío comprimidos bimodales correspondientes a múltiples parejas de modos temporales (TMSVS, por sus siglas en inglés), y que el parámetro de compresión η_n es diferente para cada par de TMs. Es bien sabido que caracterizar tales modos requiere mediciones simultáneas de las estadísticas de cuadratura para los campos señal y acompañante. Estas mediciones pueden obtenerse experimentalmente mediante detección homodina sincronizada, un método que, aunque efectivo, presenta una implementación extremadamente difícil debido a las limitaciones impuestas por el ancho de banda de los detectores utilizados (Boyer et al., 2008; Marino et al., 2007; Shaked et al., 2018).

Una alternativa interesante para caracterizar TMSVS es utilizar el proceso de amplificación paramétrica existente en FWM para inferir el grado de compresión, como lo propuso Shaked et al. en 2018. Este método consiste en introducir los campos ópticos generados en un medio no lineal con una condición de empatamiento de fases que coincide con la utilizada durante su generación, lo que permite la amplificación paramétrica. Aquí se describe la teoría que respalda ambos procesos:

1. Los TMSVS se generan como se describe en la ecuación (86).
2. Los TMSVS en $|\psi_1\rangle$ evolucionan linealmente durante su propagación en el espacio libre, de acuerdo con el Hamiltoniano $\hat{H} = \int d\omega \hbar\omega \hat{a}^\dagger(\omega)\hat{a}(\omega)$ lo que produce el estado evolucionado

$$|\psi_2\rangle = \hat{U}_L \hat{U}|0\rangle, \quad (87)$$

donde $\hat{U}_L = \exp\left[-i \int d\omega \int_0^{t'} dt \omega \hat{a}^\dagger(\omega)\hat{a}(\omega)\right] = \exp\left[-i \frac{l}{c} \int d\omega \omega \hat{a}^\dagger(\omega)\hat{a}(\omega)\right]$, l es la distancia de propagación libre.

3. Después de la propagación, en el estado de entrada en un segundo medio, para la interacción FWM, el cual exhibe las mismas propiedades ópticas del primero medio (para sFWM), tal que favorezca una relación de fase idéntica a la implícita en la ecuación (86), donde $|\psi_2\rangle$ evoluciona a

$$|\psi_3\rangle = \hat{U} \hat{U}_L \hat{U}|0\rangle. \quad (88)$$

Los operadores TM de la ecuación (85) evolucionan en el medio hasta una fase global de la siguiente manera (Shaked et al., 2018)

$$\hat{Q}_m^1 = \hat{U}^\dagger \hat{Q}_m \hat{U} = e^{-i\vartheta} C_m \hat{R}_m^\dagger + e^{i\vartheta} D_m \hat{Q}_m, \quad (89)$$

$$\hat{R}_m^1 = \hat{U}^\dagger \hat{R}_m \hat{U} = e^{-i\vartheta} C_m \hat{Q}_m^\dagger + e^{i\vartheta} D_m \hat{R}_m, \quad (90)$$

donde ϑ es la fase del bombeo, $C_m = \cosh(\Xi_m z)$ y $D_m = \sinh(\Xi_m z)$, y Ξ_m es un parámetro no lineal que depende de las características ópticas del haz de bombeo, la no linealidad de tercer orden del medio y los valores propios de Schmidt. Después de que el estado evolucionó en el segundo medio de FWM (ver ecuación (88)), experimenta una amplificación paramétrica que puede caracterizarse por la segunda evolución de los campos en el medio de la siguiente manera:

$$\hat{Q}_m^2 = \hat{U}^\dagger \hat{Q}_m^1 \hat{U} = e^{-i\theta} \tilde{C}_m \hat{R}_m^\dagger + e^{i\theta} \tilde{D}_m \hat{Q}_m, \quad (91)$$

$$\hat{R}_m^2 = \hat{U}^\dagger \hat{R}_m^1 \hat{U} = e^{-i\theta} \tilde{C}_m \hat{Q}_m^\dagger + e^{i\theta} \tilde{D}_m \hat{R}_m, \quad (92)$$

donde θ es la diferencia de fase global entre el campo de bombeo y los campos señal y acompañante, $\tilde{C}_m = e^{-i\theta} C_m^2 + e^{+i\theta} D_m^2$ y $\tilde{D}_m = 2 \cos(\theta) C_m D_m$. En la etapa de generación de sFWM, se puede considerar que ϑ es nulo, por lo tanto C_m y D_m son coeficientes reales.

Siguiendo la referencia (Shaked et al., 2018) y con las definiciones anteriores, es posible escribir, para cada par de Schmidt $N_{s_m}(g) = (N_{s_m} - N_{i_m} - 1)/2 + e^{2gm} \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} + e^{-2gm} \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}$, donde cada $\{\hat{\mathcal{X}}, \hat{\mathcal{Y}}\}_{m,\theta}$, representa la cuadratura de entrada del m -ésimo modo. Por lo tanto, el promedio total de número de fotones en la salida se obtiene de la siguiente manera

$$N_{TOTAL} = \sum_m [N_{s_m}(g) + N_{i_m}(g)] = \sum_m [e^{2gm} \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} + e^{-2gm} \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta} - 1]. \quad (93)$$

Las intensidades de las cuadraturas se pueden calcular tras la propagación en el medio no lineal de la siguiente manera

$$\hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} = (|C|^2 + |D|^2) \hat{\mathcal{N}} + CD \hat{\mathcal{N}} e^{2i\theta} + C^* D^* \hat{\mathcal{N}} e^{-2i\theta}, \quad (94)$$

$$\hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta} = (|C|^2 + |D|^2) \hat{\mathcal{N}} + CD \hat{\mathcal{N}} e^{2i\theta} + C^* D^* \hat{\mathcal{N}} e^{-2i\theta}, \quad (95)$$

donde $\tilde{N} = N_s + N_i + 1$ y los operadores $\{N_s, N_i\}$ corresponden al estado de vacío de entrada y por lo tanto se pueden considerar como nulos, se observa que se omitieron los subíndices m por brevedad. Finalmente, podemos obtener experimentalmente intensidades resueltas espectralmente que están directamente relacionadas con los operadores de número promedio de la siguiente manera:

$$dN_{TOTAL} = \sum_m \left[e^{2gm} \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} |\beta_n(\omega)|^2 + e^{-2gm} \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta} |\varphi_n(\omega)|^2 \right] d\omega, \quad (96)$$

2.3.4.1 Caracterización del grado de compresión

La cantidad de compresión se puede caracterizar fácilmente a partir de datos experimentales si un único modo TM puede ser inyectado al amplificador paramétrico. Para esto, consideramos las siguientes expresiones

$$\Delta N_{TOTAL}^m = \Delta N_{TOTAL}^m - \Delta N_{TOTAL}^0, \quad (97)$$

donde ΔN_{TOTAL}^m (ΔN_{TOTAL}^0) es la salida espectral del amplificador paramétrico con solo el m -ésimo estado de modo de entrada TM (vacío) generado por sFWM.

Para esta situación particular, la derivada de frecuencia de la ecuación (97) viene a ser:

$$\frac{d}{d\omega} \Delta N_{TOTAL}^m = |\beta_m(\omega)|^2 \{e^{2g} [\langle \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} \rangle - 1]\} + |\varphi_n(\omega)|^2 \{e^{-2g} [\langle \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta} \rangle - 1]\}, \quad (98)$$

donde $\langle \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} \rangle$ y $\langle \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_{m,\theta} \rangle$ son las intensidades de cuadratura del estado de vacío comprimido descrito solo por el m -ésimo TM. Además, como la señal y la acompañante suelen ser espectralmente distinguibles, ΔN_{TOTAL}^m puede descomponerse en sus dos partes correspondientes $\Delta N_{TOTAL}^m = \Delta N_s^m + \Delta N_i^m$, y dado que las funciones TM están normalizadas, obtenemos las dos ecuaciones que relacionan la ganancia y la compresión:

$$d\Delta N_s^m = |\beta_m(\omega)|^2 \{e^{2g} [\langle \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} \rangle - 1]\} d\omega, \quad (99)$$

$$d\Delta N_i^m = |\varphi_n(\omega)|^2 \{e^{2g} [1/\langle \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta}^\dagger \hat{\mathcal{X}}_{m,\theta} \rangle - 1]\} d\omega, \quad (100)$$

de donde se puede obtener g y las intensidades de cuadratura.

Capítulo 3. Metodologías

En los capítulos anteriores, se proporcionó una introducción junto con los conceptos básicos necesarios para abordar el fenómeno de la amplificación paramétrica sensible a la fase, así como la respuesta del medio no lineal en función de la longitud de onda de excitación, ya sea cuando se sitúa en la transición óptica (medio resonante) o cuando se encuentra fuera de dicha transición (medio no resonante). En este capítulo, se presentan dos metodologías que permiten no solo la caracterización del medio no lineal, sino también la generación y medición del estado de vacío comprimido mediante la amplificación paramétrica sensible a la fase. Para detallar cada una de estas metodologías de manera independiente y ordenada, el capítulo se divide en dos secciones.

La primera sección (sección 3.1) introduce la metodología del medio resonante, que se centra en la interacción con la línea de absorción del acetileno en el rango espectral de 1500-1550 nm. En las subsecciones 3.1.1 y 3.1.2, se presentan las técnicas empleadas para medir la absorbancia óptica y la potencia de saturación del acetileno en función de su presión, seguido de una descripción detallada del montaje experimental propuesto. Una vez caracterizado el medio en función de la presión, se puede identificar la potencia necesaria para saturar el medio y observar el efecto de amplificación paramétrica. En la subsección 3.1.3, se describen los detalles específicos de la técnica de detección de modulación de fase, que es vital para detectar la compresión y/o amplificación de una cuadratura del campo eléctrico, necesaria para la generación de estados de vacío comprimido. Finalmente, en la subsección 3.1.4, se describe el arreglo experimental propuesto para evaluar el efecto de amplificación paramétrica sensible a la fase.

La segunda sección (Sección 3.2) se centra en la metodología de la interacción no resonante, la cual se ubicada en el espectro del visible e inicios del infrarojo, específicamente en el rango espectral de aproximadamente 600 a 900 nm. Esta sección se estructura de la siguiente manera: en la subsección 3.2.1, se presenta un arreglo experimental diseñado para la generación y medición de las parejas de fotones que se generan mediante el proceso de sFWM en la PCF. A partir de las longitudes de onda centrales de los fotones generados obtenidos experimentalmente, en la subsección 3.2.2, se detalla el modelo computacional propuesto para caracterizar la dispersión de la PCF. Finalmente, en la subsección 3.2.3, se describe el arreglo experimental que se utiliza para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante el proceso de amplificación óptica paramétrica.

3.1 Medio resonante

En la tesis doctoral de Ocegueda M.I en 2015 se implementó una metodología experimental para explorar y desarrollar diversos efectos no lineales en acetileno. El éxito de este estudio se atribuye en gran medida a la construcción de la “celda de cristal fotónico” o simplemente “celda”. Estos términos se refieren al sistema compuesto por la fibra fotónica y la estructura física que permite el confinamiento del gas, así como el acoplamiento de luz en el interior del núcleo hueco de la HC-PCF. A lo largo del tiempo, la celda ha experimentado modificaciones para explorar nuevos fenómenos y aplicaciones potenciales en el rango de longitud de onda de las telecomunicaciones en óptica cuántica y detección óptica. La metodología presentada aquí es el resultado de la investigación experimental y teórica abordada durante estos años, aunque se proporcionarán algunos detalles importantes sobre la celda y el sistema de vacío.

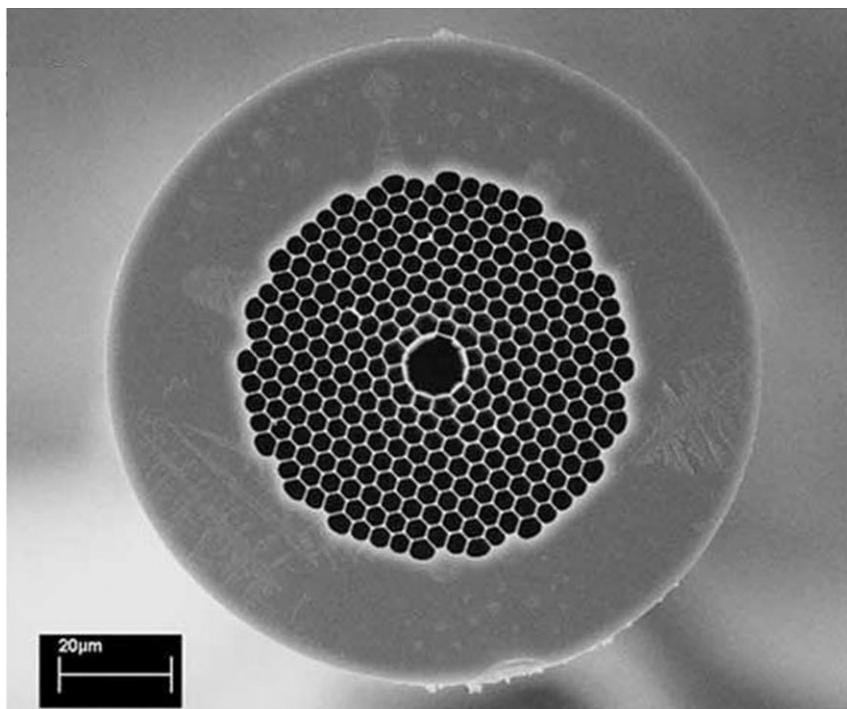


Figura 15. Estructura transversal de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco HC-1550. Imagen tomada de (Xiao et al., 2007).

En la figura 15 se muestra la sección transversal de la fibra HC-1550 (NKT-Photonics) utilizada en los experimentos presentados. A diferencia de las fibras de sílice convencionales, esta HC-PCF presenta un núcleo de aire en lugar de un núcleo de sílice, un revestimiento interior micro estructurado de sílice y aire con una alta proporción de llenado de aire, un revestimiento exterior de sílice sólida y una cubierta de acrilato. En su caracterización como guía de ondas, se ha demostrado en (Ocegueda M.I, 2015) que la

máxima transmisión de la fibra de la fibra ocurre en la banda de 1450- 1600 nm, coincidiendo con la información técnica proporcionada por el fabricante (ver la figura 31 de la referencia anterior).

Otro de los aspectos importante en la construcción de la celda que merece ser destacado es la técnica empleada para el acoplamiento de luz en el núcleo de la HC-PCF. Al empalmar una fibra SMF-28 convencional en uno de los extremos de la PCF, se evita la necesidad de utilizar óptica de espacio libre para acoplar la luz. Además, esta configuración nos permite evacuar o rellenar la celda por el otro extremo. La técnica mencionada fue la propuesta en la tesis de doctorado de Casillas Rodríguez en 2020, donde se buscaba minimizar la birrefringencia inducida por la flexión en la HC-PCF estirando la celda sobre un banco plano. Para lograr este empalme entre ambas fibras, se empleó la técnica de empalme por fusión térmica, que es eficiente en fibras convencionales. Sin embargo, el proceso presentó desafíos significativos debido a la estructura hueca de la PCF y su arreglo de agujeros, que tienden a colapsarse durante la aplicación de la descarga de arco eléctrico generada por la empalmadora. Según la información del proveedor, el diámetro del núcleo de la HC-PCF es de $10.6 \pm 0.3 \mu\text{m}$ y el de la SMF-28 es de $8.2 \pm 0.1 \mu\text{m}$, generando un desajuste en los diámetros modales. A pesar de estos desafíos, se logró una transmitancia del 40% entre la HC-PCF y SMF-28, asegurando la integridad de la conexión sin fugas de gas.

Finalmente, otro aspecto crucial a mencionar es la conexión entre el sistema de extracción y llenado del gas con el otro extremo de la celda. El uso de una cámara de vacío facilita la introducción controlada del gas y el control de la presión en la celda. Además, la capacidad de evacuar la celda es importante para prevenir la interacción del gas con otros contaminantes gaseosos, en particular el aire. La cámara de vacío implementada en (Casillas Rodríguez, 2020) (ver la figura 19 de la referencia anterior) consta de una férula cerámica de circonio con un diámetro interior similar al de la HC-PCF. Esta cámara de vacío permite una salida óptica de espacio libre con bajas pérdidas, asegurada con una película antirreflejante con una transmisión del 97% para la longitud de onda operacional. Para evitar la contaminación del gas, la cámara se selló con resina epoxi en condiciones de vacío. Como se mencionó anteriormente, en el desarrollado de esta tesis se ha establecido una metodología robusta para la construcción de celdas, cuyo éxito se atribuye al sistema de vacío.

El sistema de vacío utilizado ha alcanzado presiones mínimas aproximadas de $\sim 2 \times 10^{-6}$ Torr, las cuales fueron monitoreadas con un manómetro de tipo capacitivo (Baratron 626B) de MKS instruments . Para obtener detalles sobre los equipos y metodologías empleadas en el sistema de vacío, se remite a (Casillas Rodríguez, 2020).

3.1.1 Medición de absorbancia

La absorbancia $\alpha_0 L$ (donde α_0 es el coeficiente de absorción óptica) es una medida de cuánto se absorbe la luz un medio, como un gas o un líquido, en una cierta longitud de trayectoria L . Se calcula como el logaritmo natural del cociente entre la intensidad de la luz que entra en el medio y la intensidad que sale de él. Esta medida resulta útil para cuantificar la opacidad o transparencia de un medio frente a la radiación electromagnética en un rango específico de longitudes de onda.

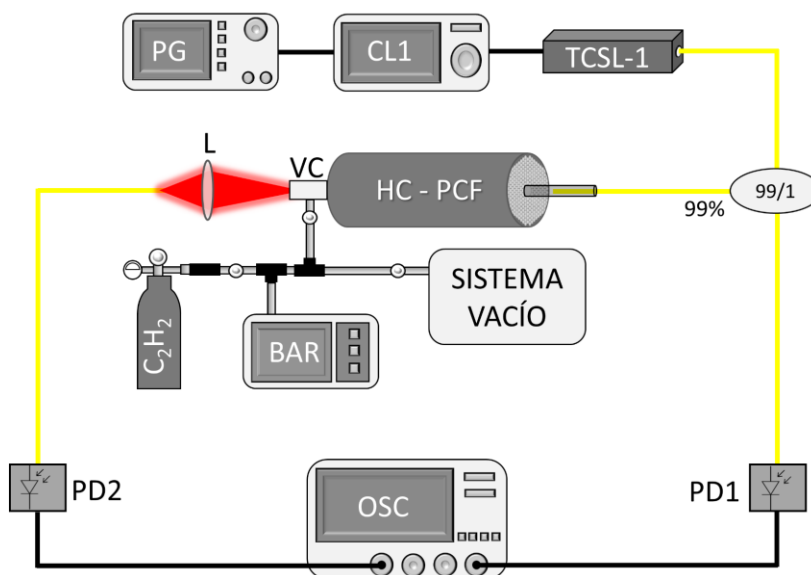


Figura 16. Arreglo experimental para la medición de la absorbancia para la línea de absorción P9 del acetileno a diferentes presiones del gas. Las conexiones de color negro corresponden a cables coaxiales con conectores tipo BNC, las conexiones amarillas corresponden a fibra óptica SMF28. PG-generador de señales; CL1-controlador láser; TCSL1-diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda de 1530.3 nm; VC-cámara de vacío; L-lente esférica; BAR- barómetro; PD1,2-fotodetector; OSC- osciloscopio.

Se empleó el arreglo experimental ilustrado en la figura 16 para realizar la medición de la absorbancia en relación con la presión del gas. La metodología seguida durante estas mediciones se describe a continuación:

1. Vacío del sistema: Se genera vacío en la HC-PCF hasta alcanzar un nivel aproximado de 10^{-6} Torr. Este nivel de vacío se mide a través de las tuberías de acero que se conectan desde el barómetro (BAR) hasta la conexión con la cámara de vacío (VC). Para igualar la presión a lo largo de la tubería y la celda, se espera un tiempo de alrededor de 15 minutos.
2. Generación de señales ópticas: Se usa un diodo láser semiconductor (TCSL-1, modelo QDFBLD-1530-

20) con una emisión cerca de 1530.3 nm, que proporciona una potencia óptica máxima de 20 mW en modo continuo. La longitud de onda de este láser se sintoniza mediante un controlador de temperatura (CL1) de Thorlabs, modelo TEC2000 2A/12W. En uno de los puertos del controlador del láser se conecta un generador de señales (FG) de Tektronix, modelo AFG3021, en el cual se introduce una señal tipo rampa con una frecuencia de $f = 100$ Hz y una amplitud de $V_{pp} = 300$ mV. Esto permite modular su longitud de onda alrededor de la línea central de absorción. La mayor parte de la potencia del láser se envía a la celda por un acoplador 99/1 y a la salida del 1% del acoplador al fotodetector (PD1) de Thorlabs, modelo DET08CFC (responsividad $\mathcal{R} \approx 1$ A/W a 1530 nm), donde se mide la señal de referencia. La respuesta eléctrica se visualiza en el osciloscopio (OSC). Para la digitalización y el monitoreo de las señales, se utiliza el osciloscopio digital de cuatro canales DSOX6004A de KEYSIGHT, con un ancho de banda de 1 GHz a 6 GHz y una frecuencia de muestreo máxima de 20 GSa/s. Este equipo se emplea en todas las metodologías presentadas en la sección 3.1.

3. Llenado de acetileno a la HC-PCF: Se cierra la llave que conecta al sistema de vacío y la llave que está en la entrada de la VC. Luego, se abre la llave de acetileno hasta alcanzar una presión entre 0.5 y 1.5 Torr en el BAR. Una vez obtenida la presión deseada, se abre la llave de la VC para permitir el ingreso del gas a la HC-PCF.
4. Tiempo de llenado: Una vez abierta la llave que permite el ingreso del gas a la HC-PCF, se espera el tiempo necesario para que el gas alcance una densidad/presión estacionaria y esté espacialmente uniforme en el interior del núcleo de la fibra, lo cual corresponde a un tiempo entre 30 y 45 minutos para las presiones mencionadas en el paso anterior. El estado estacionario se logra cuando la absorbancia visualizada en el OSC permanece constante en función del tiempo.
5. Sintonización del láser a la línea de absorción deseada: Se sintoniza la línea de absorción P9 del acetileno a 1530.37 nm utilizando el controlador de temperatura (CL1). La línea con el menor nivel de transmitancia en el rango espectral de 1510-1550 nm (ver figura 2) corresponde a la P9. Al variar la longitud de onda del láser con el CL1 y visualizar en el OSC la forma de línea obtenida por la señal tipo rampa con transmitancia mínima, se garantiza la sintonización del láser en la línea P9.
6. Medición de la potencia de salida: En la descripción de la construcción de la celda se explicó que la VC permite una salida óptica de espacio libre con bajas pérdidas. La luz óptica por espacio libre es enfocada con una lente esférica (L) C240TME-C (distancia focal $f = 8$ mm y apertura numérica $NA = 0.5$) y luego acoplada a una fibra óptica SMF28. Este proceso de acoplamiento de la luz de espacio libre a

la salida de la celda se utilizó en todas las metodologías presentadas en la sección 3.1. El coeficiente de atenuación de luz por este acoplamiento de celda con fibra SMF28 fue del 55%.

7. Cálculo de la absorbancia: Finalizado el tiempo de llenado, a partir de la señal obtenida en el PD2 (idéntico al PD1) se procede a calcular la absorbancia inicial no saturada para la presión utilizada. Esto se realiza mediante la aplicación de la ecuación $\alpha_0 L = -\ln(T)$, donde T representa el coeficiente de transmitancia cuando el láser se sintoniza en el máximo de absorción de la luz. Como referencia, se usa la transmitancia de la luz del sistema cuando el láser se sintoniza por fuera de la línea.
8. Extracción del acetileno de la HC-PCF: Una vez terminado el experimento, se abre la llave del sistema de vacío hasta que deje de visualizarse la línea de absorción vista en el paso 7.

3.1.2 Medición de la potencia de saturación

Como se mencionó arriba, la potencia de saturación (P_{sat}) en un gas se refiere al nivel de potencia lumínica necesaria para alcanzar la saturación óptica en el medio. Este fenómeno ocurre cuando la absorción de la luz disminuye con el incremento de la intensidad. Es un parámetro crucial para determinar la viabilidad experimental de observar fenómenos no lineales, ya que proporciona una estimación aproximada de la potencia requerida para activar la respuesta no lineal del material (Agrawal, 2013). Además, su valor está influenciado por diversas características del medio gaseoso, como la magnitud del momento dipolar asociado a la transición óptica en estudio, la tasa de colisiones intermoleculares, la temperatura y presión del gas, y la sección transversal del contenedor.

Conocer la potencia de saturación permite, mediante el ajuste de la potencia láser en el experimento, controlar el grado de interacción no lineal e identificar el umbral donde se obtengan condiciones óptimas de operación. Por último, la potencia de saturación en los modelos teóricos y simulaciones numéricas es un parámetro esencial que describe la dinámica no lineal del gas, ayudando a predecir el comportamiento del sistema bajo diferentes condiciones de operación (New, 2011).

Para medir la relación entre P_{sat} y la presión del gas, se empleó el montaje experimental ilustrado en la figura 17. A continuación, se describe el enfoque metodológico utilizado para llevar a cabo estas mediciones:

1. Paso 1 de la sección 3.1.1

2. Modulación de amplitud: El haz de luz generado mediante el TCSL-1 y sintonizado por el CL1 pasa a través del modulador electroóptico de intensidad (AM) de niobato-litio de la compañía Photline, modelo MX-LN-10 (ancho de banda de 12 GHz). El modulador está conectado a un Driver/Amplificador de Photline, modelo DR-PL-10-MO-LR, controlado, a su vez, por un generador de señales PG modelo AFG32352C de Tektronix. El PG define una señal pulsada de frecuencia $f = 10$ KHz, ancho de los pulsos $w = 40$ ns y amplitud $V_{pp} = 300$ mV. Se optimiza la profundidad de modulación de la señal óptica aplicando al modulador un voltaje DC (0–20 V) mediante una fuente de voltaje variable (V) y ajustando la polarización de la luz entrada con un controlador de polarización (PC).

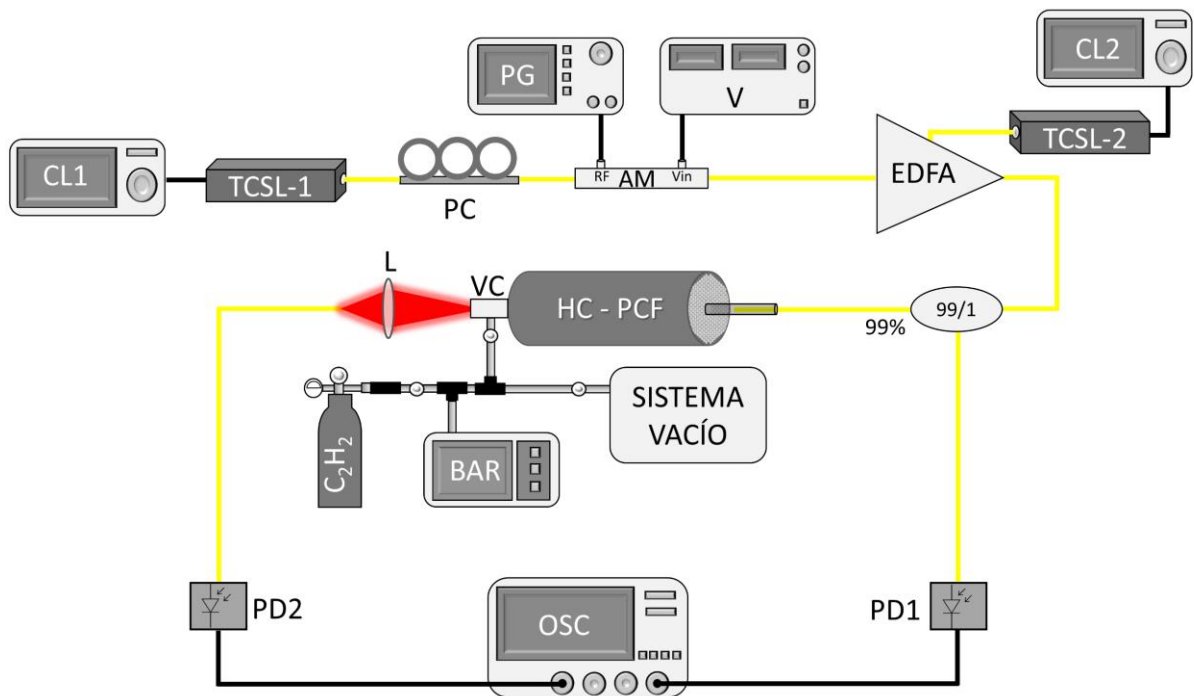


Figura 17. Arreglo experimental para la medición de la potencia de saturación del acetileno. PC-controlador de polarización; AM-modulador electroóptico de intensidad; V-fuente de voltaje; EDFA-amplificador de fibra dopado con erbio; TCSL2-diodo láser semiconductor de bombeo a 980 nm; CL2- controlador láser.

3. Amplificación de pulsos ópticos: Para mediciones de saturación se necesitan potencias ópticas mucho más grandes, las cuales pueden asegurarse solo en el régimen pulsado. Los pulsos ópticos a la salida del AM tienen una potencia baja para los propósitos de nuestras mediciones. Para aumentar la potencia, se utiliza una fibra dopada con erbio (EDFA, por sus siglas en inglés) de la compañía CorActive, modelo ER-23-03-02, con una longitud de 11 m. El amplificador (EDFA) es bombeado con el láser semiconductor TCSL-2, de la compañía QPhotonics, modelo QFBGLD-980-100U. Este láser emite a 975.1 nm en modo continuo a una potencia máxima de 100 mW, y el nivel de amplificación de los

pulsos ópticos se controla variando la potencia de bombeo a través de un CL2.

4. 5. 6. Corresponden a los pasos 3-4-5 de la subsección 3.1.1.
7. Medición de la transmitancia: Como en el experimento anterior, los pulsos ópticos amplificados pasan a un acoplador 99/1. Dado que la duración de los pulsos ópticos utilizados es de aproximadamente 40 ns, es importante garantizar una adecuada elección del equipo de detección, es decir, es necesario contar con fotodetectores rápidos. Los fotodetectores utilizados (PD1-PD2) son los EOT modelo ET-5010F, los cuales tienen un ancho de banda de 7 GHz, lo que lo que permite resolver pulsos ópticos de hasta ~ 0.15 ns. La salida del 1% permite monitorear los pulsos de entrada a la HC-PCF mediante el PD1 (señal de referencia), y sus voltajes se visualizarán y capturarán en el OSC. Para medir la transmitancia de la HC-PCF a la presión definida en el paso 4, se requiere tomar dos mediciones de los pulsos ópticos (ver ecuación (101)) bajo la condición de longitud de onda de resonancia de la línea P9 (definida en el paso 5). Esto proporciona la potencia óptica a la salida de la HC-PCF en resonancia ($P_{out\lambda_r}$). Luego, mediante el CL1 se sintoniza por fuera de la línea de absorción, obteniendo una potencia óptica ($P_{out\lambda_{Nr}}$) que permite compensar la transmitancia de otros elementos del sistema. Ambos pulsos ópticos se miden utilizando el PD2 y se visualizan en el OSC. Este proceso se repite para diferentes potencias, controladas mediante el CL2 del TCSL-2, para registrar la transmitancia de la celda.

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P_{out\lambda_r}}{P_{out\lambda_{Nr}}}. \quad (101)$$

8. Paso 7 de la subsección 3.1.1.

3.1.3 Preparación y caracterización de la cavidad de anillo de fibra óptica

Con las ecuaciones (59)-(60) es posible modelar de manera teórica el comportamiento esperado del anillo resonador y así conocer cómo, dependiendo de los parámetros τ y κ , es posible ajustar la transmitancia y el cambio de fase del resonador. A continuación, se detalla la construcción y calibración del anillo:

1. Selección del acoplador: Se utiliza un acoplador de fibra convencional 50/50, que tiene una tasa de acoplamiento $\kappa = 0.5$. Esta elección es crucial ya que la transmitancia y fase de los picos de resonancia del anillo depende directamente de κ . Se escogió $\kappa = 0.5$ debido a las condiciones

específicas de dispersión que se presentan para este valor. Un acoplador de fibra óptica divide el haz de luz en diferentes caminos ópticos utilizando dos terminales de entrada y dos de salida. La transmitancia del acoplador se verifica experimentalmente, la cual está definida como la relación entre la potencia de salida y la potencia incidente. Cualquier discrepancia en la suma de los porcentajes de salida de las dos terminales indica la presencia de pérdidas internas en el dispositivo.

2. Longitud de la cavidad óptica: La longitud de la cavidad corresponde al lazo cerrado entre una de las terminales de entrada y de salida del acoplador. Se fusionaron ambas terminales dando una longitud de 0.6 m. Esta longitud fue determinada para que la cavidad tuviera un rango espectral libre de $\Delta\nu = 300$ MHz, calculado por la ecuación $\Delta\nu = c/Ln$, donde $\Delta\nu$ es el desplazamiento en frecuencia entre dos máximos (o mínimos) sucesivos de transmisión o reflexión del interferómetro, c la velocidad de la luz (3×10^8 m/s), L es la longitud de la cavidad (0.6 m) y n es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica (1.5, aproximante para una longitud de onda de 1.5 μm). El valor del rango espectral libre corresponde al doble de la frecuencia máxima que permite el generador de señal utilizado en la siguiente subsección.
3. Pérdidas adicionales dentro de la cavidad: se generan pérdidas ópticas adicionales generando curvaturas en el lazo y ajustándolas mediante un tornillo. Este proceso permite variar τ debido a pérdidas extras introducidas en el lazo cerrado de la cavidad.

Con estos 3 pasos definidos, es posible realizar la caracterización experimental de la cavidad, la cual se emplea mediante el montaje experimental ilustrado en la figura 18.

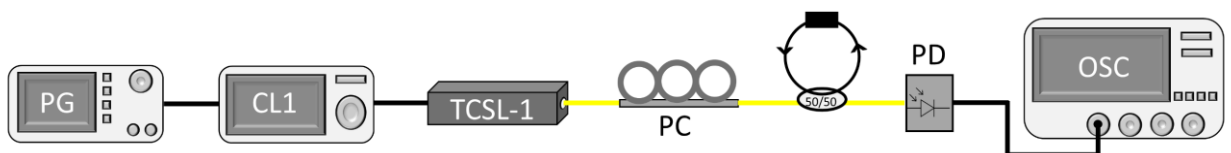


Figura 18. Arreglo experimental para el estudio del resonador de fibra óptica de lazo cerrado.

La cavidad de anillo se alimenta con el TCSL-1 y sintonizada por el CL1. Se utilizó un generador de señales (PG) conectado al CL1 para modular la corriente con una rampa de voltaje con frecuencia $f = 100$ Hz y amplitud $V_{pp} = 300$ mV. En el TCSL-1 esta modulación se traduce en un ligero cambio periódico en la longitud de onda de emisión. La señal modulada pasa por el PC para ajustar un único modo de polarización

de la cavidad. La señal de salida se mide en el PD de Thorlabs, modelo DET08CFC (responsividad $R \approx 1 \text{ A/W}$ a 1530 nm), y se visualiza en el OSC.

3.1.4 Arreglo experimental para evaluación de amplificación paramétrica

El arreglo experimental utilizado para evaluar la amplificación paramétrica en la celda de acetileno es el que se muestra en la figura 19.

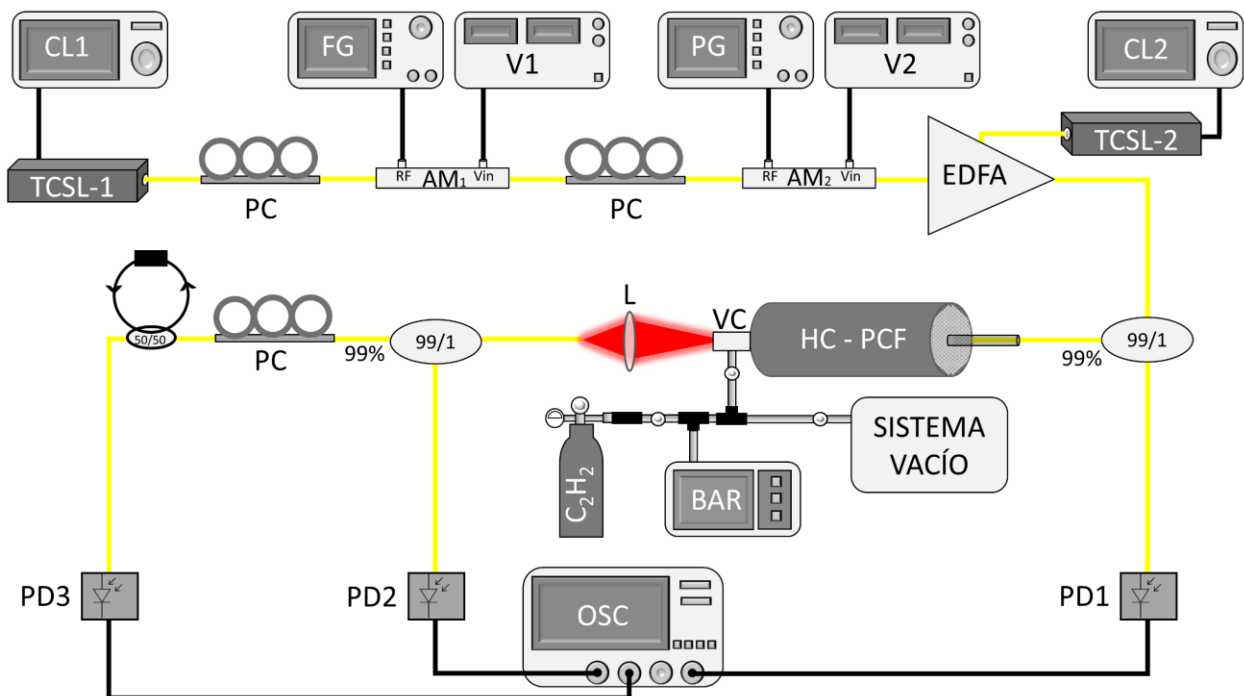


Figura 19. Diagrama experimental del montaje para la evaluación de amplificación paramétrica.

La metodología seguida durante estas mediciones se describe a continuación:

1. Paso 1 de la subsección 3.1.1.
2. Amplificación de pulsos ópticos modulados en amplitud: Si comparamos los elementos ópticos del esquema propuesto para medir la potencia de saturación en la HC-PCF y este nuevo arreglo, observamos que se incluye un modulador electroóptico de intensidad (AM1) antes del modulador electroóptico de intensidad (AM2), el cual era responsable de la formación de los pulsos ópticos en el esquema anterior. En este nuevo arreglo, el modulador AM1 está controlado por un generador de señales (FG) de Tektronix, modelo AFG32352C, que genera una señal sinusoidal de

frecuencia $f = 175$ MHz y amplitud $V_{pp} = 300$ mV. Se ajusta por un controlador de polarización (PC) y una fuente de voltaje variable (V1). Esta señal modulada en amplitud pasa al AM2 y se realiza el mismo procedimiento de modulación y amplificación explicado en el paso 2 y 3 de la subsección 3.1.2. A la salida del AM2 se obtienen pulsos ópticos modulados periódicamente en intensidad.

3. Llenado de acetileno a la HC-PCF: Se cierra la llave que conecta al sistema de vacío y la llave que está a la entrada de la VC. Luego, se abre la llave de acetileno hasta alcanzar la presión en el BAR, la cual para esta metodología se estableció en 1 Torr. Finalmente, se abre la llave que conecta con la VC para permitir el ingreso del gas a la HC-PCF.
4. Tiempo de llenado: Paso 4 de la subsección 3.1.1.
5. Sintonización de la línea de absorción P9 del acetileno a 1530.37 nm utilizando el controlador de temperatura (CL1): La línea de absorción está homogeneizada por el efecto Doppler, con un ancho espectral total de 500 MHz a una presión de 1 Torr. Los pulsos ópticos modulados generados en el paso 1 interactúan con la línea de absorción, lo que produce un cambio en el flanco izquierdo del pulso, manifestado como una ondulación debido al efecto de eco fotónico. Este efecto coherente ocurre cuando los átomos o moléculas del acetileno emiten un pulso de luz (el "eco") en respuesta a la interacción con los pulsos ópticos modulados (Ocegueda et al., 2014).

Con el CL1, se sintoniza la longitud de onda del TCSL-1 para que la ondulación del pulso debido al eco fotónico alcance su valor mínimo, lo que indica que se ha sintonizado el centro de la línea de absorción. Una vez identificado el centro de la línea de absorción, se induce un desplazamiento alrededor de ± 250 MHz mediante el CL1, lo que equivale a moverse a un lado de la línea de absorción, que en la aproximación de línea homogénea significa estar a la mitad de su transmitancia máxima.

6. Detección de entrada y salida: Los fotodetectores utilizados (PD1-PD2-PD3) en esta metodología son los EOT modelo ET-5010F. Los pulsos ópticos amplificados y modulados pasan a un acoplador 99/1. La salida del 1% permite enviar al PD1 una señal de referencia para la potencia incidente. La señal óptica obtenida a la salida de la HC-PCF entra nuevamente a un acoplador 99/1 y en el PD2 se mide la señal de salida de la celda. En PD2 solo podremos visualizar una atenuación de los pulsos modulados debido a las características de sintonización y transmitancia de la línea de absorción.

7. Medición de la transformación de la modulación de amplitud a fase: La medición de la transformación de la modulación de amplitud a fase sigue la metodología presentada para la fabricación y caracterización de la cavidad de anillo de fibra óptica. La cavidad de anillo consiste en un acoplador de fibra convencional 50/50 (es decir, con una tasa de acoplamiento $\kappa = 0.5$) de un lazo de 0.6 m de largo con dos extremos libres fusionados. Esta longitud fue determinada para un desplazamiento en frecuencia de $\Delta\nu = 300$ MHz, es decir, aproximadamente dos veces más grande que la frecuencia de modulación utilizada (175 MHz). Esta condición es crucial para evitar que, cuando el láser de bombeo se sintonice a un lado del pico de resonancia, las bandas laterales no experimenten un cambio de fase significativo debido a la dispersión del pico de resonancia, asegurando así una transformación efectiva y precisa de la modulación de fase a amplitud.

Esta cavidad de anillo de fibra de resonancia transforma las modulaciones de fase inducidas en modulaciones de intensidad medibles. Cuando la frecuencia portadora del pulso se ajusta a un lado de uno de los picos de resonancia de la cavidad, se introduce un desfase adicional entre la frecuencia portadora y las bandas laterales debido a las propiedades de dispersión del pico de resonancia (ver ecuación (60) y figura 8 (c)), permitiendo la demodulación de fase necesaria. Al sintonizar en los lados opuestos de los picos de resonancia, los desplazamientos son opuestos (Shlyagina & Stepanov, 2014).

Para medir el coeficiente de transformación de modulación de amplitud a fase, se realiza un escaneo mediante la variación de la temperatura del anillo de fibra sobre un pico de resonancia. A medida que comienza la interacción de los pulsos modulados con el perfil del pico de resonancia del anillo, se miden las señales en PD3. En particular, se visualizan y guardan los pulsos modulados en el OSC para sintonización en los lados opuestos del pico de resonancia, lo cual denotaremos como detección de bajada y subida.

El pulso modulado interactúa con la línea de absorción del anillo desde que ésta permite su máxima transmitancia hasta que va decayendo temporalmente y llega a su mínimo (detección de bajada), luego va aumentando nuevamente su transmitancia hasta llegar al máximo (detección de subida). Durante este período (t_0 a t_4 , ver figura 20) de transición se realiza la toma de datos del pulso modulado de salida. La amplitud de modulación se captura en diferentes puntos del período de transición del anillo, estos datos son procesados y se obtiene la amplitud de modulación y el nivel promedio, la cual representa la transmitancia del pulso dentro del anillo. Este procedimiento se repite para diferentes potencias de entrada con el fin de evaluar la dependencia experimental

del coeficiente de transformación de la modulación de amplitud a fase. La figura 20 corresponde a un ejemplo ilustrativo de la interacción entre los pulsos modulados con el pico de resonancia del anillo para diferentes sintonizaciones respecto al mínimo de transmitancia del anillo.

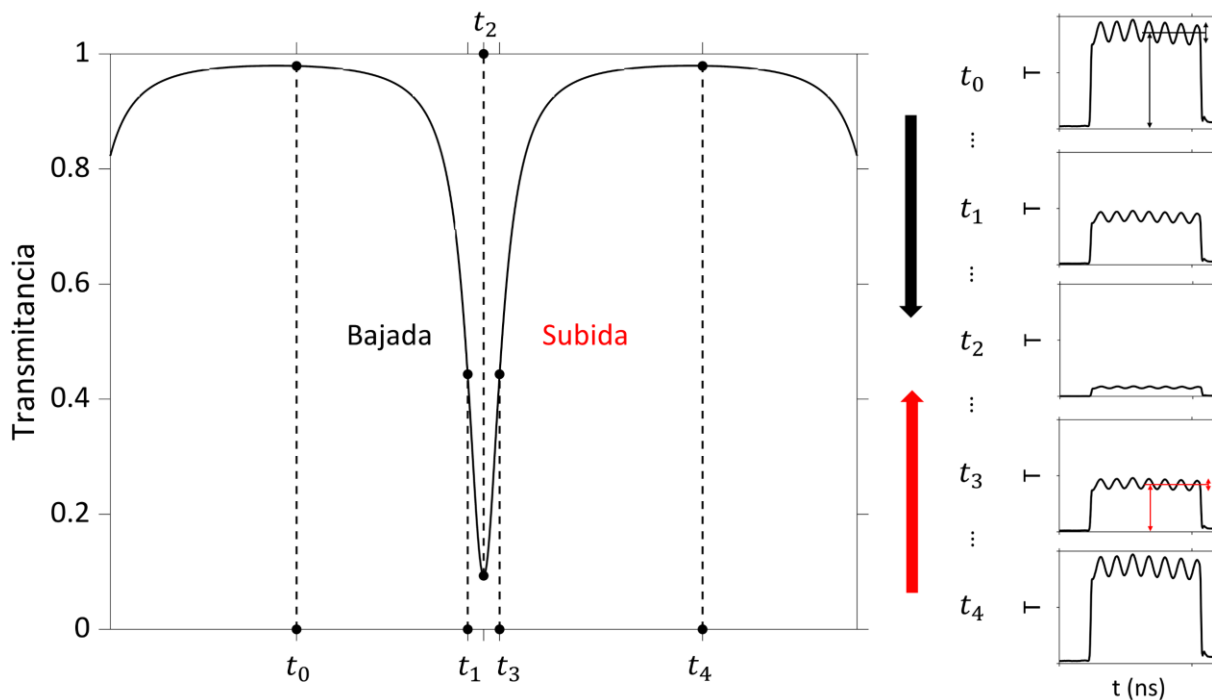


Figura 20. Esquema de la interacción de un pico de resonancia de una cavidad de anillo y un pulso modulado en amplitud. El barrido a través de los picos de resonancia del anillo se genera debido a variaciones de temperatura ambiental. Esto nos permite la observación de la interacción del pulso modulado con el sistema resonante, que ocurre durante el período de ajuste alrededor del pico de resonancia, desde t_0 hasta t_4 . El pulso modulado tendrá su mínimo de transmitancia en t_2 y recobra su máxima amplitud en t_4 .

8. Sintonización fuera de la línea de absorción de acetileno: Para tener una referencia del efecto esperado por la presencia del acetileno, con el CL1 estamos en un punto fuera de la línea de absorción, equivalente a estar con un medio de transmisión aproximadamente 1 o sin acetileno. Finalmente, se repiten los aspectos explicados en el paso 7 de esta subsección.
9. Paso 7 de la subsección 3.1.1.

3.2 Medio no resonante

La medición de parejas de fotones permite identificar las diferentes fuentes de generación de estados comprimidos y, a su vez, es una técnica fiable para conocer la dispersión de la PCF mediante un modelo

computacional. Estas etapas iniciales son cruciales, ya que proporcionan la información necesaria para detectar y caracterizar un estado de vacío comprimido en la etapa final del experimento.

3.2.1 Medición de las parejas de fotones generadas por mezclado de cuatro ondas

El objetivo de este experimento es implementar un arreglo para la generación sFWM no degenerado en emisión, es decir, las señales que se generan tienen longitudes de onda diferentes. Para este experimento se deben establecer dos elementos principales: el medio de generación y los campos de entrada generados por el láser de bombeo. A continuación, se da la información relevante sobre el medio de generación y dentro de los pasos de la metodología se darán más detalles sobre el láser de bombeo.

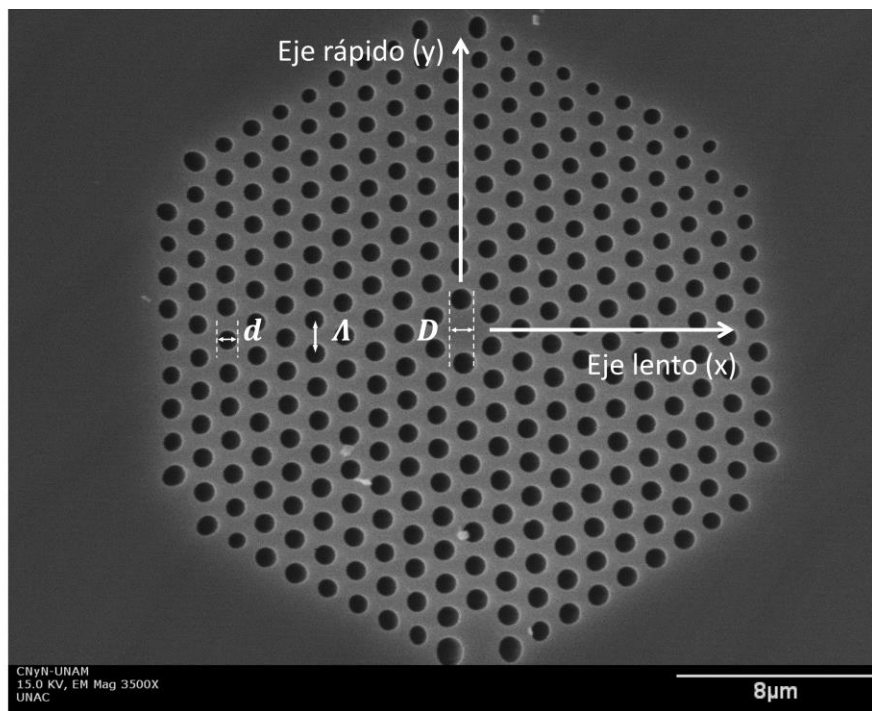


Figura 21. Imagen SEM de la NL-PM-750. En el contexto de la metodología y los resultados, se ha establecido un sistema de referencia específico, donde el eje lento se alinea con la dirección horizontal, mientras que el eje rápido se corresponde con la orientación vertical.

El medio de generación utilizado en este experimento es la PCF NL-PM-750 (NKT-Photonics) (ver figura 21) con longitud de 0.9 m. Esta PCF cuenta con un núcleo sólido de sílice, un revestimiento interior microestructurado de sílice y aire con una fracción de llenado de aproximadamente 0.65, un revestimiento exterior de sílice sólida de diámetro $120 \pm 5 \mu\text{m}$ y una cubierta de acrilato. La fibra de cristal fotónico posee una dispersión cero alrededor de $750 \pm 15 \text{ nm}$ y $1270 \pm 30 \text{ nm}$, un diámetro de campo modal de 1.6 ± 0.3

media onda (HWP1) AHWP05M-980 y un polarizador Glan-Thompson (Pol) GTH5M, ambos de ThorLabs.

3. Selección de eje de propagación de la PCF: se emplea una placa de media onda (HWP2), idéntica a la HWP1 para rotar la polarización del haz de bombeo, y así, controlar el ángulo de polarización con respecto a los ejes principales de la fibra (eje rápido o lento).
4. Acoplamiento del haz de bombeo a la PCF: El haz de bombeo se acopla perpendicularmente a la PCF utilizando una lente esférica C240TMD de ThorLabs (L1), la cual tiene una distancia focal de 8.0 mm y una apertura numérica $NA=0.5$.
5. Desacople del haz de bombeo y fotones generados por FWM: Los tres campos se hacen incidir y colimar con una lente esférica (L2), idéntica a L1.
6. Guiado de bombeo señal y acompañante: Los espejos M1 y M2 (PF10-03-P01-10 de thorlabs) permiten una reflectancia del 99% entre 400 nm a 1600 nm, ajustando la posición y el ángulo de incidencia de los campos para su acoplamiento y posterior medición.
7. Control de polarización de señal y acompañante: Se emplea otro polarizador Glan-Thompson (Pol s-i), idéntico a Pol para garantizar que los fotones generados no tengan componentes de polarización diferentes a las del bombeo.
8. Filtrado de señal y acompañante: El espejo dicróico (DM) DMLP805 de Thorlabs transmite aproximadamente el 90 % de la luz para longitudes de onda entre 825 nm y 1300 nm, y refleja aproximadamente el 95% entre 400 nm y 785 nm. Además, se utilizaron los filtros LPi (FESH0750 de Thorlabs) y SPs (FES0700 de thorlabs) para suprimir el bombeo remanente.
9. Acoplamiento y medición espectral de señal y acompañante: El proceso de acoplamiento se realiza con las lentes L3 y L4, idénticas a L1. Se utilizan fibras multimodo (M42L02 de ThorLabs) con diámetro de 50 μm , $NA = 0.22$ y con una longitud de 2 m (MMFi - MMFs). La medición espectral de los fotones generados se realiza con un espectrógrafo tipo Czerny-Turner (Shamrock 750, Andor-Oxford Instruments) junto con una cámara intensificada (ICDD iStar DH334T), la cual tiene una eficiencia cuántica del 10% en 415 nm, 20% entre 500 nm y 800nm y decae hasta 10% entre 800 nm a 880 nm. Esta medición se realiza de manera separada cambiando la entrada de luz del

espectrómetro. Finalmente, tras conectar el campo de interés al espectrómetro, se ajusta una de las rejilla de difracción del espectrógrafo. Esta rejilla de 600 (líneas/mm) tiene una longitud de onda de máxima eficiencia (blaze) de 500 nm, ancho de banda de 59 nm y resolución de 0.09 nm. Para la detección, procesamiento y exportación del espectro de señal y acompañante, se utilizó el software comercial Andor SOLIS.

3.2.2 Modelo computacional: caracterización de la dispersión de la PCF

Posterior a la generación de parajes de fotones por sFWM para diferentes longitudes de onda de bombeo, siguiendo el procedimiento de la sección anterior, se procede con la etapa de procesamiento de datos. Esta etapa básicamente implica graficar los espectros obtenidos de los campos señal y acompañante para determinar su longitud de onda central en las diferentes longitudes de onda de bombeo. A partir de la ecuación (14) y sustituyendo el vector de onda en términos del índice de refracción efectivo del modo, y realizando algunas operaciones algebraicas, obtenemos (Agrawal, 2019b):

$$\Delta k = \frac{2 n_j(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_j(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n_j(\lambda_i)}{\lambda_i} = 0. \quad (102)$$

Del experimento se conocen los conjuntos de valores $\{\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i\}$ que cumplen la ecuación (102). La caracterización de la dispersión consiste en hacer un análisis de regresión para encontrar $n(\lambda)$ que cumpla la condición de empatamiento de fases para todos los $\{\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i\}$ medidos y para un conjunto de parámetros geométricos de la PCF $\{D, d, A\}$. Para este modelo se utilizarán los procesos copolarizados $j = x, y$.

En esta metodología de caracterización, se empleó el software COMSOL Multiphysics para realizar el análisis de regresión que permitió encontrar $n(\lambda)$, debido a su capacidad comprobada en el cálculo preciso de índices efectivos para guías de onda, incluidas las PCFs. COMSOL Multiphysics se fundamenta en el Método de Elementos Finitos (FEM, por sus siglas en inglés), lo cual permite modelar geometrías complejas y realizar una discretización detallada para capturar con precisión los detalles estructurales relevantes. Esta elección se sustenta en investigaciones previas que respaldan su eficacia en la optimización de parámetros geométricos y análisis del comportamiento óptico de dispositivos como las guías de onda.

A continuación, se describirán los pasos específicos para la realización de las simulaciones:

1. Definir la sección transversal de la PCF: La base inicial para este tipo de simulaciones es la imagen SEM de la PCF a modelar. La imagen SEM confirma el diámetro del revestimiento de la fibra y permite medir cada componente de la geometría. A partir de la figura 21, por medio del software libre Fiji-ImageJ™ (Schindelin et al., 2012) se determinó que los parámetros de la PCF son: diámetro de agujeros menores $d = 0.746 \pm 0.087$, diámetro de agujeros mayores $D = 0.828 \pm 0.064$ y distancia entre agujeros (período) $\Lambda = 1.235 \pm 0.124$. Por simplicidad, se consideró la estructura mostrada en la figura 23 (a), donde se definen como constante los parámetros d , D y Λ . Se ha demostrado en la simulación de diferentes tipos de fibras ópticas que no es necesario simular toda la estructura; solo nos interesa la parte de la estructura que tiene interacción óptica.

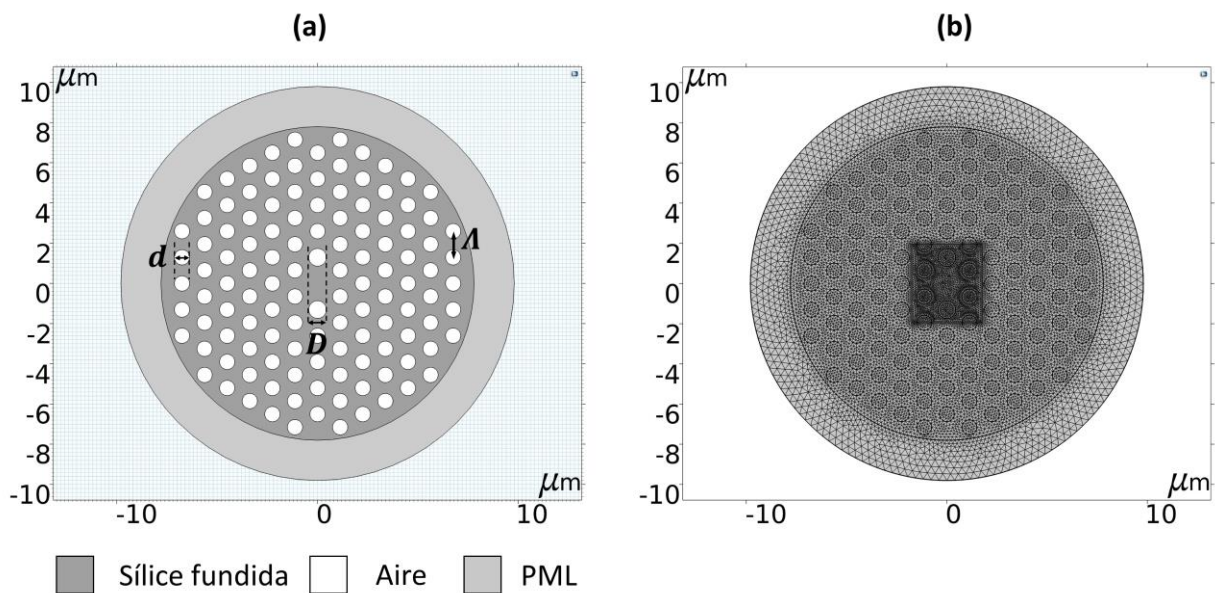


Figura 23. Vista transversal de la geométrica de la fibra (a). Condición de malla de la PCF propuesta (b).

2. Definir el índice de refracción de los materiales de la PCF en cada una de las regiones de la sección transversal: Se definió el índice de refracción n del material de la fibra de acuerdo con la ecuación de Sellmeier para la sílice fundida, considerando la longitud de onda λ en μm :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3\lambda^2}{\lambda^2 - B_3}, \quad (103)$$

donde $A_1 = 0.6961663$, $B_1 = 0.0046791$, $A_2 = 0.4079426$, $B_2 = 0.0135120$, $A_3 = 0.8974794$, $B_3 = 97.934002$ (Malito, 1965; Tan, 1998). Se asignó un índice de refracción $n = 1$ para la estructura de agujeros (ver figura 23 (b)).

3. Definir el módulo de estudio encargado de la solución y las condiciones de frontera: El módulo encargado para resolver este tipo de problemas es la óptica de Ondas, que permite comprender, predecir y diseñar la propagación de ondas electromagnéticas y los efectos de resonancia en aplicaciones ópticas. Permite predecir de forma rápida y precisa las distribuciones de campos electromagnéticos a un menor costo computacional. Este módulo formula y resuelve la forma diferencial de las ecuaciones de Maxwell junto con las condiciones iniciales y de contorno. En cuanto a las condiciones de frontera, se utilizó una Capa Perfectamente Acoplada (PML, sus siglas en inglés) y una Condición de Contorno de Dispersión. La PML es una técnica utilizada para absorber eficientemente las ondas salientes en problemas de frecuencia, evitando reflexiones no deseadas en la frontera mediante una cuidadosa sintonización de las propiedades. La Condición de Contorno de Dispersión es una técnica utilizada en simulaciones numéricas para modelar el comportamiento de ondas dispersas en problemas de dominio de frecuencia. Esta condición de contorno se implementó en el límite de la ventana de simulación y tiene la capacidad de hacer que dicho límite sea transparente para ondas dispersas, permitiendo que éstas atraviesen la frontera sin producir reflexiones espurias. Normalmente, la PML se representa mediante una capa externa de la sección de la estructura a simular (ver figura 23 (a)), donde su grosor estará definido por condiciones de longitud de onda o de campo evanescente (Berenger, 1994). La Condición de Contorno de Dispersión se definió en la periferia de la PML y el grosor de la PML es de $2 \mu\text{m}$.
4. Definir la malla de simulación: Para esta metodología se optó por utilizar el tipo de elemento triangular, donde cada uno de los vértices del triángulo representa un punto discretizado del dominio. El grado de refinamiento se discretizó en la región del núcleo, revestimiento y PML, como se puede ver en la figura 18 (b). Se establecieron tamaños mínimos para estas regiones: núcleo $0.1 \mu\text{m}$, revestimiento $0.2 \mu\text{m}$ y PML $0.4 \mu\text{m}$. Un parámetro importante por mencionar es la tolerancia relativa, definida en 1×10^{-6} , que asegura la precisión deseada en la convergencia de los valores propios durante el proceso de solución.

La malla es fundamental en la solución de ecuaciones diferenciales como la ecuación de onda, permitiendo la discretización del dominio en elementos finitos. Estos elementos facilitan la aproximación de la ecuación diferencial y la descripción precisa del comportamiento físico del sistema. La malla está compuesta por puntos nodales donde se interpolan las variables físicas mediante funciones de forma, permitiendo la integración numérica de las ecuaciones y capturando con precisión los detalles geométricos y topológicos del problema. Los criterios esenciales al definir una malla incluyen el tamaño del elemento, el grado de refinamiento y el tipo

de elemento. El tamaño del elemento se ajusta según la finura necesaria para representar los detalles estructurales del problema, mientras que el refinamiento localizado en áreas específicas mejora la precisión sin aumentar la carga computacional en otras regiones. El tipo de elemento triangular se selecciona en función del tipo de problema y la geometría del dominio.

5. Definir las propiedades del Análisis Modal: Esta función se utiliza para calcular las constantes de propagación y la forma de modo en la sección transversales de la PCF. En esta etapa, especificamos las funciones paramétricas en función de los parámetros definidos en el modelo (d , D y Λ). Además, establecemos el número deseado de modos o soluciones para la ecuación de onda, así como el rango alrededor del cual se buscarán modos en relación con el índice de refracción. Para todas las simulaciones se estableció que el número de modos a buscar era 2 y el rango alrededor de búsqueda del índice de refracción efectivo será el índice de refracción del núcleo.
6. Análisis de dispersiones: Desde Comsol Multyphysics se exporta una matriz de datos, la cual contiene el índice de refracción efectivo del modo fundamental en sus dos polarizaciones para cada una de las posibles geometrías obtenidas en función de d , D y Λ . Debido a que la dispersión del medio depende de sus características geométricas, se evalúa cada una de las geometrías midiendo la condición de empatamiento de fase Δk de la siguiente manera:

$$|\Delta k(\Lambda, d, D)|^2 = \sum_m \sum_n |\Delta k(\Lambda_m, d_m, D_m, \lambda_{p,n}, \lambda_{s,n}, \lambda_{i,n})|^2, \quad (104)$$

donde el subíndice m describe una geometría diferente, y cada $\{\lambda_{p,n}, \lambda_{s,n}, \lambda_{i,n}\}$ representa una combinación de longitudes de onda que cumplen la conservación de energía. Los puntos experimentales que conservan la energía $\{\lambda_{p,n}, \lambda_{s,n}, \lambda_{i,n}\}$ se obtienen utilizando el montaje óptico mostrado en la figura 22.

3.2.3 Arreglo experimental para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación paramétrica

En la figura 24 se presenta el arreglo experimental implementado para la generación y caracterización del estado de vacío comprimido mediante una etapa de amplificación paramétrica con la misma PCF.

A continuación, se describen paso a paso cada una de las interacciones que conlleva el proceso de

que permiten una reflectancia del 99% entre 400 nm y 1600 nm) y se debe acoplar nuevamente a la PCF mediante L2 solo el campo de bombeo. Para filtrar el fotón señal, se utiliza el espejo dicróico (DM3), que refleja aproximadamente el 95 % de la luz para longitudes de onda entre 400 nm y 645 nm y transmite aproximadamente el 90% de la luz para longitudes de onda entre 850 nm y 1600 nm. Para filtrar el fotón acompañante se utiliza el filtro pasa bajas con longitud de onda de corte en 800 nm (SPs). El campo de bombeo, al entrar nuevamente en la PCF, genera el estado de vacío amplificado. Se desacople el haz de bombeo y los fotones señal y acompañante mediante L1. Cuando los campos inciden en el espejo dicróico pasa larga (DM2) con longitud de onda de corte en 805 nm, se reflejan los fotones de bombeo y señal, mientras que el fotón acompañante se transmite. El fotón acompañante se refleja en los espejos M3 y M4 y se acopla, filtra y mide de la misma manera que la reportada en el paso 9 de la metodología mostrada en la subsección 3.2.1. El fotón de señal y bombeo inciden en el espejo dicróico pasa larga (DM1) con longitud de onda de corte en 650 nm y se filtra, acopla y mide igualmente que el fotón acompañante. Las mediciones espectrales obtenidas son las referencias de nuestra señal de vacío.

2.2 Medición cuando la entrada a la PCF es solo el fotón señal o acompañante: El proceso de medición es similar al anterior, solo que, en este caso, en vez de bloquear el FWM de manera completa, primero se bloqueará solo el fotón señal con el DM3 y entrará a la PCF por L2 el fotón acompañante y el bombeo. A la salida se tendrá el fotón señal no amplificado, el fotón acompañante amplificado y el bombeo. Luego se procede a su respectivo filtrado, acople y medición de los fotones. Este mismo proceso se repite bloqueando el fotón acompañante y acoplando el fotón señal y el bombeo en L2.

3. Extracción y medición de las cuadraturas: Después del proceso de generación del estado, es decir, los campos de bombeo, señal y acompañante, a la salida de L2 se reflejan los campos en M2. Señal y acompañante se modulan en fase con respecto al bombeo, variando la fase θ , mediante una placa de media onda (HWP3). Los tres campos se acoplan nuevamente a la PCF mediante L2. A la salida de la PCF, después de incidir en L1 se realiza el proceso de medición de los fotones señal y acompañante reportado anteriormente. Este proceso se repite para diferentes valores de θ para sintonizar las cuadraturas.

Capítulo 4. Resultados

En este capítulo se describen y discuten los resultados obtenidos la presente tesis. Estos resultados, como se ha dicho antes, se describirán individualmente para cada caso bajo consideración (medio resonante y no resonante).

4.1 Medio resonante

En la sección 2.2 se destacó la importancia de conocer la absorbancia y la potencia de saturación en la longitud de onda de resonancia del acetileno para modelar de manera numérica los fenómenos no lineales en acetileno en una HC-PCF. Estos datos permiten predecir y optimizar el comportamiento óptico de la celda, ajustar los parámetros experimentales para obtener efectos deseados e interpretar los resultados experimentales. Esta información proporciona una base sólida para comprender y manipular eficazmente las propiedades no lineales de la HC-PCF rellena con acetileno. A continuación, se presentan los resultados experimentales obtenidos en la medición de la absorbancia y la potencia de saturación en función de la presión.

4.1.1 Evaluación del tiempo de llenado y de la absorbancia óptica

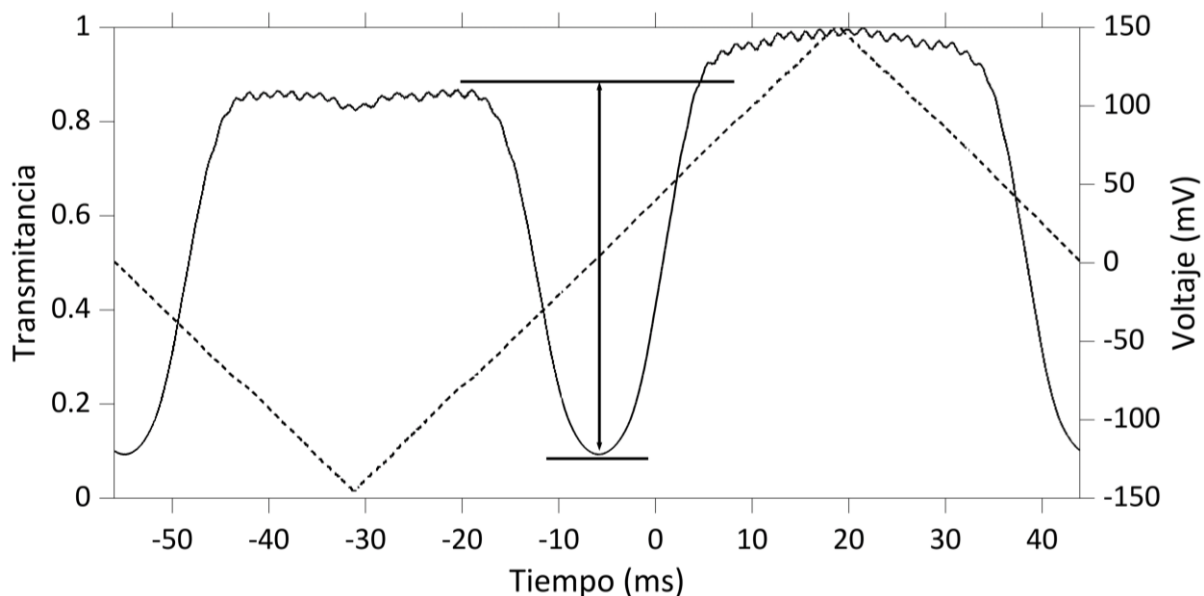


Figura 25. Rampa de voltaje aplicada en el controlador láser y un perfil de transmitancia típico (estado estacionario para presión de 1 Torr).

Como se mencionó en el paso 5 de la subsección 3.1.1, se requiere un tiempo de llenado de la celda para que el gas alcance una densidad estacionaria y espacialmente más uniforme. Este tiempo característico depende de la longitud de la celda, ya que se ha demostrado que el tiempo de llenado y evacuación de la HC-PCF es independiente de la presión en el régimen de flujo molecular libre (Henningsen & Hald, 2008). Para una celda con longitud de 1.27 m y a una presión de 1 Torr, se realizó un monitoreo de la línea de absorción P9 durante el llenado de la celda HC-PCF con acetileno. En la figura 25 se muestra la rampa de voltaje aplicada (línea discontinua) para oscilar la longitud de onda del láser alrededor de la longitud de onda central de la línea de absorción, mientras que en el eje derecho se presenta la transmitancia alrededor de la línea P9 en su estado estacionario a una presión de 1 Torr.

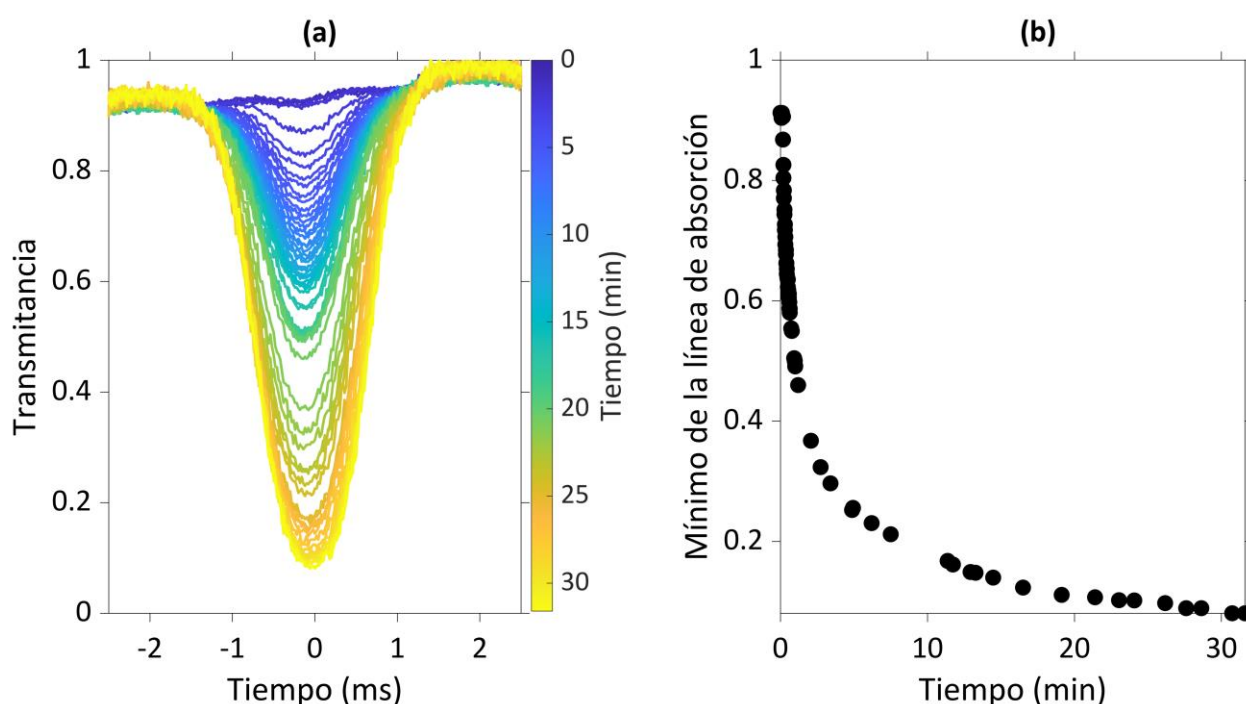
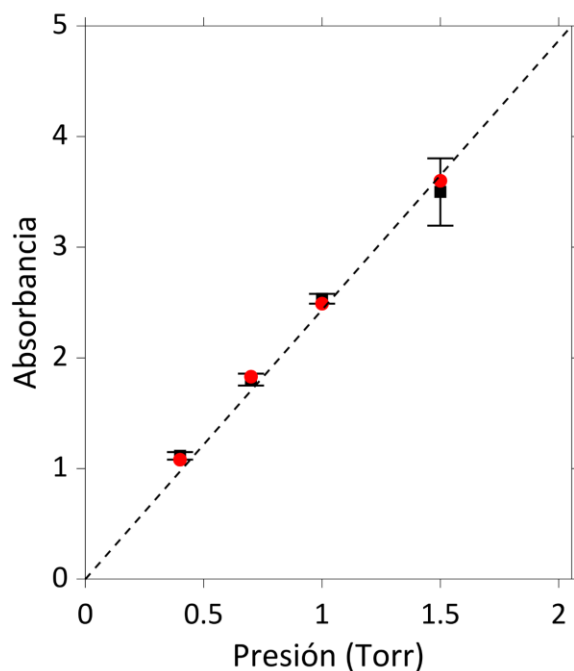


Figura 26. Evolución temporal de la transmitancia alrededor de la línea P9 del acetileno. En (a), se muestra la variación del perfil de transmitancia a lo largo del tiempo, donde se observa cómo cambia su profundidad. En (b), se representan los mínimos de transmitancia extraídos en función del tiempo, lo que permite analizar la estabilidad y el comportamiento dinámico de la absorción.

Para determinar el tiempo de llenado se capturó el perfil de la línea de absorción y se extrajo su valor mínimo hasta que este valor permaneciera constante en función del tiempo. En la figura 26 (a) se presenta el cambio de la línea de absorción P9, mientras que la figura 26 (b) evidencia un comportamiento exponencial decreciente del cambio del mínimo en transmitancia de la línea de absorción en función del tiempo. Debido a la longitud y el diámetro del núcleo de la celda y el nivel de vacío obtenido por el sistema

experimental, después de 25 minutos se logra un tiempo de llenado bastante uniforme de la HC-PCF con el acetileno.

Para evaluar la absorbancia por la absorción óptica resonante de acetileno a esta presión, siguiendo el procedimiento establecido en el paso 6 de la subsección 3.1.1, ésta se calculó a partir de los mínimos y máximos de la línea de absorción. La figura 25 presenta la transmitancia de la celda en su estado estacionario a una presión de 1 Torr. La absorbancia experimental calculada resultó ser $\alpha_0 L = 2.49$.



52

Figura 27. Representación experimental de la absorbancia para la línea P9 en función de la presión dentro de la celda.

Las mediciones de absorbancia óptica de la celda para la línea P9 en acetileno a diferentes presiones se presentan en la figura 27. Los resultados experimentales, marcados por los círculos rojos, evidencian una buena aproximación con una dependencia lineal esperada.

4.1.2 Evaluación de la potencia de saturación

Comparando el montaje experimental usado para medir la absorbancia con el de potencia de saturación, destaca el sistema de generación y amplificación de pulsos ópticos con la potencia más alta. La figura 28 (a) muestra los perfiles típicos de las señales de entrada y salida de la celda, específicamente para pulsos de 40 ns de duración y la celda con una presión de 1 Torr (de absorbancia 2.49).

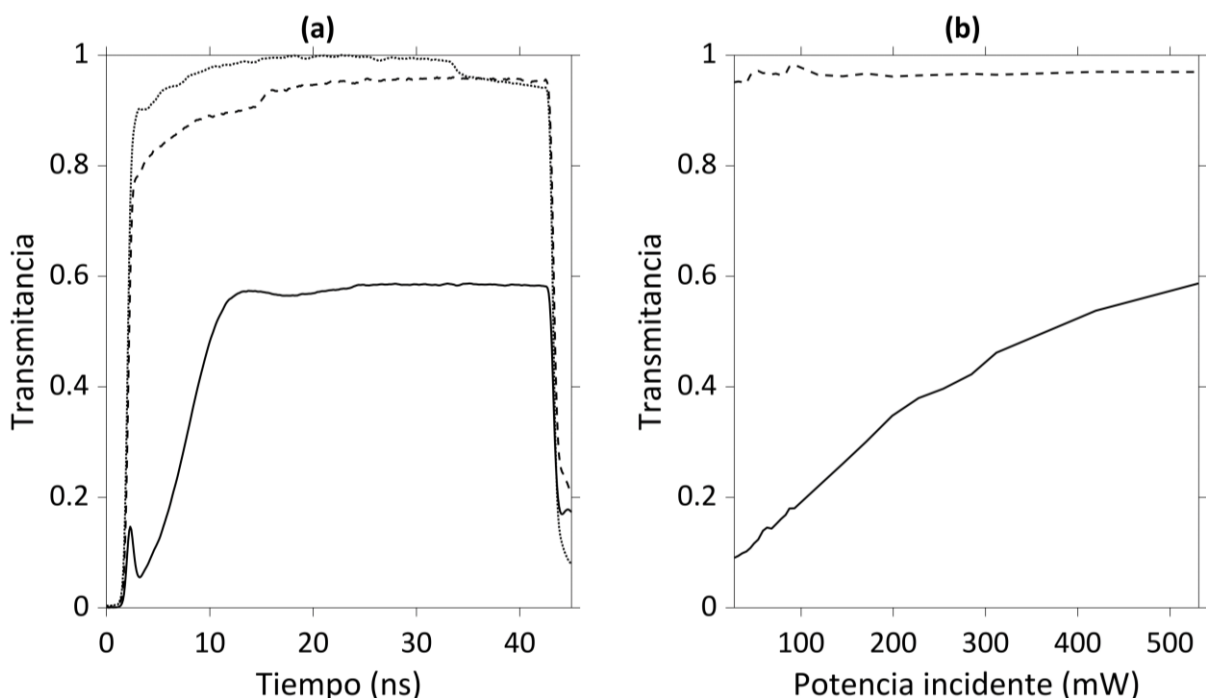


Figura 28. En la figura (a) se presenta una superposición de tres pulsos ópticos: el primer pulso, representado por una línea punteada, corresponde al pulso de entrada, mientras que las líneas discontinua y continua representan los pulsos de salida cuando el láser se sintoniza fuera y dentro de la línea de absorción P9, respectivamente. La figura (b) muestra la transmitancia estacionaria de la HC-PCF con acetileno en relación con la potencia incidente. La línea discontinua indica la transmitancia fuera de la línea de absorción, mientras que la línea continua refleja la transmitancia cuando el láser se sintoniza en la línea de absorción.

Como se observa, los pulsos de entrada son bastante rectangulares, aunque presentan oscilaciones irregulares no significativas debido a la electrónica de los dispositivos para generarlos y detectarlos. Cuando el pulso ingresa a la celda de HC-PCF con acetileno, su primer frente pasa inicialmente, pero luego se absorbe, lo que provoca una pérdida significativa de su energía inicial. Aún se observa oscilaciones por el efecto de “nutación óptica” (Ocegueda et al., 2018b). Sin embargo, las partes siguientes del pulso que ingresan a la HC-PCF encuentran un medio cada vez más saturado debido a las partes anteriores. Como resultado, la transmisión aumenta hasta que finalmente la tasa de transiciones inducidas hacia el nivel superior e inferior de energía alcanza un equilibrio y la transmitancia alcanza un nivel estacionario.

Para evaluar la transmitancia T (la razón entre la potencia de salida y la potencia de entrada), en la ecuación (101) se determinó que la potencia de entrada se obtiene por mediante la potencia de salida cuando la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción. Bajo esta condición, se puede despreciar la interacción de la luz con el acetileno, es decir, se puede considerar que la celda está vacía, lo cual también se puede observar si comparamos los perfiles del pulso de entrada (línea punteada) y de salida (línea discontinua) de la figura 28 (a).

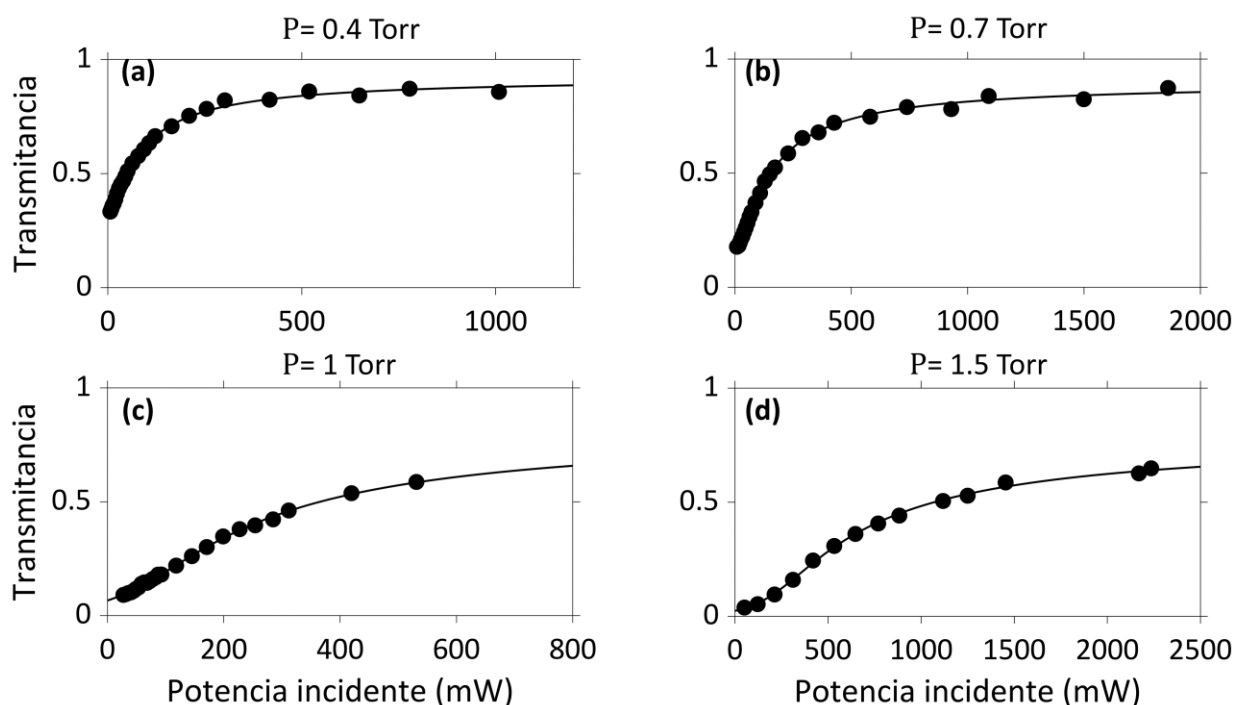


Figura 29. Las transmitancias de la HC-PCF en función de la potencia de los pulsos de entrada se presentan para diferentes presiones de acetileno. Las líneas sólidas representan los ajustes teóricos calculados a partir de los resultados presentados para cada evaluación experimental.

Particularmente para el experimento, para una presión de acetileno fija, se enviaron pulsos con potencias ópticas máximas en el rango de 20-540 mW y se midió en cada caso la potencia del pulso bajo la sintonización por fuera y dentro de la línea de absorción. La transmitancia estacionaria en el caso fuera de resonancia se puede observar en la figura 28 (b), línea punteada, la cual para todo el rango de potencias de entrada presenta una transmitancia promedio del 97% (comparando con la celda vacía). La transmitancia se puede observar en la figura 28 (b), línea continua. Se tomó como valor de transmitancia en la mitad del ancho del pulso, donde éste no ha sufrido una modificación por nutación óptica. Este procedimiento se realizó para otras tres presiones diferentes: 0.4, 0.7 y 1.5 Torr. Los resultados experimentales obtenidos para las diferentes presiones se observan en la figura 29.

Para evaluar la potencia de saturación del acetileno a partir de las curvas experimentales de transmitancia como función de la potencia incidente, se empleó la ecuación para la propagación de luz en medios saturables (Shimoda, 1984), la cual se expresa como:

$$\frac{dP}{dz} = -P \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}}, \quad (105)$$

donde α_0 y P_{sat} representan la absorción óptica inicial (no saturada) y la potencia de saturación de la celda con acetileno, respectivamente. La solución analítica de la ecuación (105) toma la forma:

$$T = \frac{P_{sat}}{P_{in}} W \left[\frac{P_{in}}{P_{sat}} \exp \left(-\alpha_0 L + \frac{P_{in}}{P_{sat}} \right) \right], \quad (106)$$

donde $W(x)$ es la función de Lambert, que satisface la ecuación $W(x) \exp(W(x)) = x$. Las curvas de transmitancia obtenidas experimentalmente se aproximaron utilizando la ecuación (106), mediante dos parámetros de ajuste: $\alpha_0 L$ y P_{sat} .

Para validar la confiabilidad de los resultados obtenidos, se contrastó la absorbancia calculada analíticamente con el valor real medido directamente de la línea de absorción en la subsección 4.1.1. Un ejemplo de los ajustes realizados mediante esta técnica se puede apreciar en la figura 29 (a). En este caso, los parámetros evaluados numéricamente arrojaron un valor de $\alpha_0 L \approx 1.11$ y $P_{sat} \approx 43.7$ mW, mientras que la absorbancia medida directamente es de 1.08. Esto sugiere que el método numérico utilizado para calcular $\alpha_0 L$ y P_{sat} es confiable y proporciona soluciones aproximadas a los valores reales.

En la figura 27 los cuadros negros muestran la absorbancia obtenida como parámetro de ajuste de la ecuación (106) usado para encontrar la P_{sat} . La línea punteada representa el ajuste de los datos experimentales utilizando una función lineal, $\alpha_0 L = 2.43 \times P(\text{Torr})$. La relación lineal entre la presión y la absorbancia se debe a que, a medida que aumenta la presión de llenado, se introducen más moléculas de acetileno en la HC-PCF, lo que conduce a una mayor densidad de moléculas dentro del núcleo hueco. Esta relación lineal implica que un aumento en la presión resultará en un incremento proporcional en la cantidad de moléculas de acetileno en la fibra, lo que a su vez se traduce en una mayor absorbancia medida, ya que la absorbancia es directamente proporcional a la cantidad de moléculas de acetileno presentes en la fibra.

La figura 30 muestra la dependencia teórica de las P_{sat} , las cuales exhiben un crecimiento conforme aumenta la presión. La evaluación teórica de P_{sat} se realiza mediante la siguiente ecuación (Shimoda, 1976):

$$P_{sat} = \frac{\varepsilon_0 c \hbar^2 A}{2 |\mu_{12}|^2 T_1 T_2}. \quad (107)$$

En estudios anteriores sobre nutación óptica retardada (Ocegueda et al., 2020) y nutación óptica (Ocegueda et al., 2018b) para la celda HC-PCF con acetileno similar a la utilizada en esta tesis, se encontró

una variación inversa del tiempo inverso de relajación longitudinal (T_1) y del tiempo inverso de relajación transversal (T_2) en función de la presión de acetileno:

$$\frac{1}{T_1} = 56.2(\text{MHz/Torr}) P + 111 \text{ MHz}, \quad (108)$$

$$\frac{1}{T_2} = 82.5(\text{MHz/Torr}) P + 95 \text{ MHz}. \quad (109)$$

Teniendo en cuenta estos tiempos como función de la presión y asumiendo como constantes $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m, $c = 3 \times 10^8$ m/s, $\hbar = 1.054 \times 10^{-34}$ Js, $\mu_{12} = 1.74 \times 10^{-32}$ Cm (Ocegueda M.I, 2015), $A = 4.42 \times 10^{-11}$ m² (considerando un radio modal de 3.75 μ m), fue posible ajustar los datos experimentales de la figura 30 (b) (línea punteada) a partir de la ecuación (107). Las barras de error en las figuras 27 y 30 corresponden al error asociado al ajuste de $\alpha_0 L$ y P_{sat} como parámetros de ajuste de la ecuación (106).

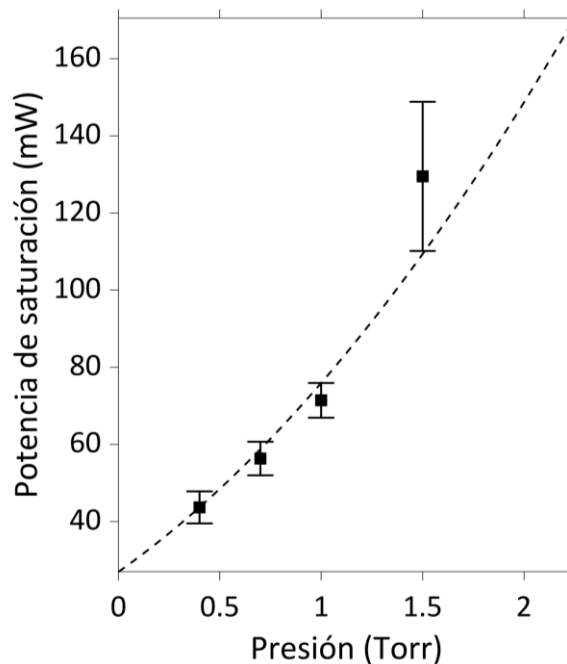


Figura 30. Representación experimental de la P_{sat} en función de la presión dentro de la celda.

4.1.3 Medición de transformación de modulaciones y evaluación de ganancia OPA

Como se mostró en la parte teórica (sección 2.2), el efecto de amplificación paramétrica en el medio resonante está asociado con la transformación no simétrica de la modulación de amplitud en la entrada a la modulación de fase en la salida del medio, y viceversa. A continuación, analizaremos el comportamiento

del pulso óptico modulado periódicamente tanto en la entrada como a la salida de la celda cuando el láser se sintoniza en diferentes puntos de la línea espectral de absorción de acetileno. Para evaluar la transformación de la modulación de amplitud a la de fase, usamos el anillo de fibra resonante como un elemento óptico dispersivo. La cavidad de anillo de fibra de resonancia, descrita en la subsección 2.2.1, se identificó como capaz de transformar las modulaciones de fase en modulaciones de intensidad medibles. Siguiendo la metodología descrita en la subsección 3.1.3, especialmente en el paso 7, la figura 31 (a) muestra el perfil teórico de absorción y dispersión de la cavidad resonante de anillo. Se considera un barrido de sintonización de la frecuencia portadora ω_p de la luz respecto a los picos de resonancia de la cavidad, lo cual ocurre en las condiciones de laboratorio por el cambio de la temperatura ambiental. También consideramos que el doble de la frecuencia de modulación es casi igual al “espacio libre” de la cavidad, lo que es igual a la distancia entre dos picos de resonancia.

Aceptamos que el barrido temporal ocurre a lo largo de la dirección desde t_0 hasta t_f . En el caso de sintonización de bajada (de t_0 a t_r), cuando la frecuencia portadora (ω_p) se sitúa al lado izquierdo del mínimo del pico de resonancia de la cavidad (y se observa disminución de la potencia promedio transmitida), se introduce un desfase adicional entre la frecuencia portada (flecha roja) y las bandas laterales (flechas azules), debido a las propiedades de dispersión de la cavidad de anillo (línea negra punteada). Cuando el láser se sintoniza al centro de un lado de la línea de absorción, el cambio de fase para la componente de la portadora es máximo; sin embargo, las bandas laterales no experimentan ningún desplazamiento de fase. El anillo se puede ajustar a un punto óptimo cuando el desfase en ω_p para este esquema corresponde al caso de un desplazamiento de fase de aproximadamente $\pi/4$.

Por otro lado, en la interacción de subida (para barrido de t_r a t_f), la frecuencia portadora (ω_p') situada en el lado de la línea de absorción opuesto al caso anterior (flecha roja punteada) experimenta un desplazamiento de fase opuesto, es decir aproximadamente $-\pi/4$, mientras que las bandas laterales (flechas azules punteadas) situadas a una frecuencia $(\omega_p \pm \delta\omega)'$ tampoco experimentan un cambio de fase. El apóstrofo en las frecuencias indica un punto temporal diferente durante la interacción del pulso modulado con el pico de resonancia, pero equivale a las mismas frecuencias en ambos casos.

En la figura 31 (b) se presenta en el plano de fasores la onda óptica modulada en su amplitud después de interactuar con el pico de resonancia de la cavidad de anillo. Como se mencionó antes, en esta configuración, la cavidad de fibra rota el vector del campo de la portadora aproximadamente $\pm \pi/4$, mientras que la componente de modulación (bandas laterales) no experimenta ninguna rotación en el plano de fasores. Como resultado, no se observa diferencia en la amplitud de modulación de intensidad

entre la sintonización a diferentes lados del mínimo de resonancia del anillo. La figura 31 (c) muestra la onda óptica con una modulación mixta (una combinación de modulación de amplitud y de fase) después de interactuar con el pico de resonancia de la cavidad de anillo.

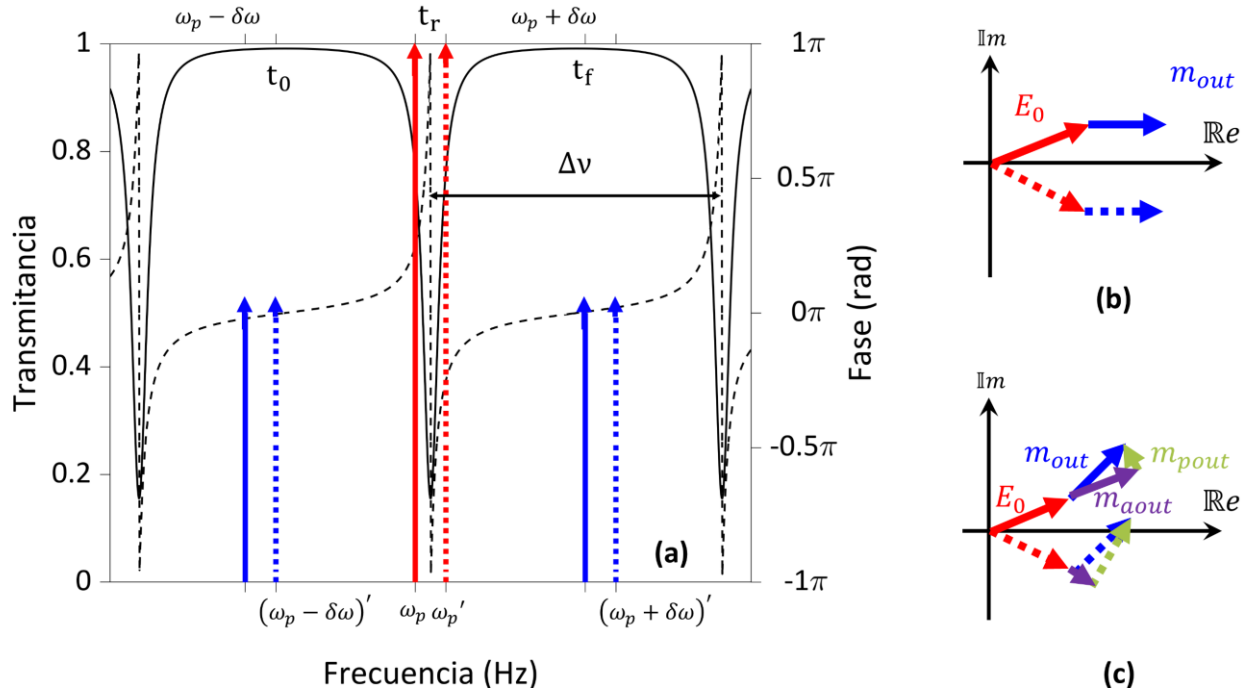


Figura 31. En (a) se presenta el perfil de absorción (línea negra sólida) y dispersión (línea negra punteada) de la cavidad de anillo de fibra óptica. Las flechas rojas muestran componentes de portadora y las azules las bandas laterales. En (b) se muestra el plano de fasores del pulso óptico modulado obtenido a la salida del anillo de fibra para el caso de modulación de amplitud pura (b) y para modulación mixta (c).

El efecto de rotación de ω_p y el no introducir un cambio de fase en las bandas laterales en la frecuencia $\omega_p \pm \delta\omega$ son similares al caso anterior. Sin embargo, se observa una diferencia en la proyección de bajada (líneas sólidas) y de subida (líneas punteadas) del vector de modulación de amplitud de salida (m_{aout}) sobre la dirección del vector del campo de bombeo (E_0). Esta diferencia se atribuye a la presencia de ambas componentes de modulación en la onda (pulso óptico en nuestro caso) incidente y se puede usar para evaluar la componente de amplitud de modulación de fase.

En nuestros experimentos con la celda rellena de acetileno, la transformación de la modulación de amplitud a la de fase ocurre después de que el pulso modulado en amplitud pasa por la celda y está relacionada con el coeficiente de transformación κ_{ap} mencionado en la ecuación (52). Para medir el coeficiente de transformación κ_{ap} en la configuración experimental, se midió la modulación de fase inducida en la salida en respuesta al pulso láser modulado en su amplitud después de pasar por la celda.

De igual manera, siguiendo los análisis teóricos presentados, se sintonizó la longitud de onda del láser de los pulsos a una posición necesaria en la línea de absorción del acetileno P9 y observamos el escaneo (a través de la variación de la temperatura ambiente) sobre un mínimo de resonancia del bucle de anillo de la cavidad.

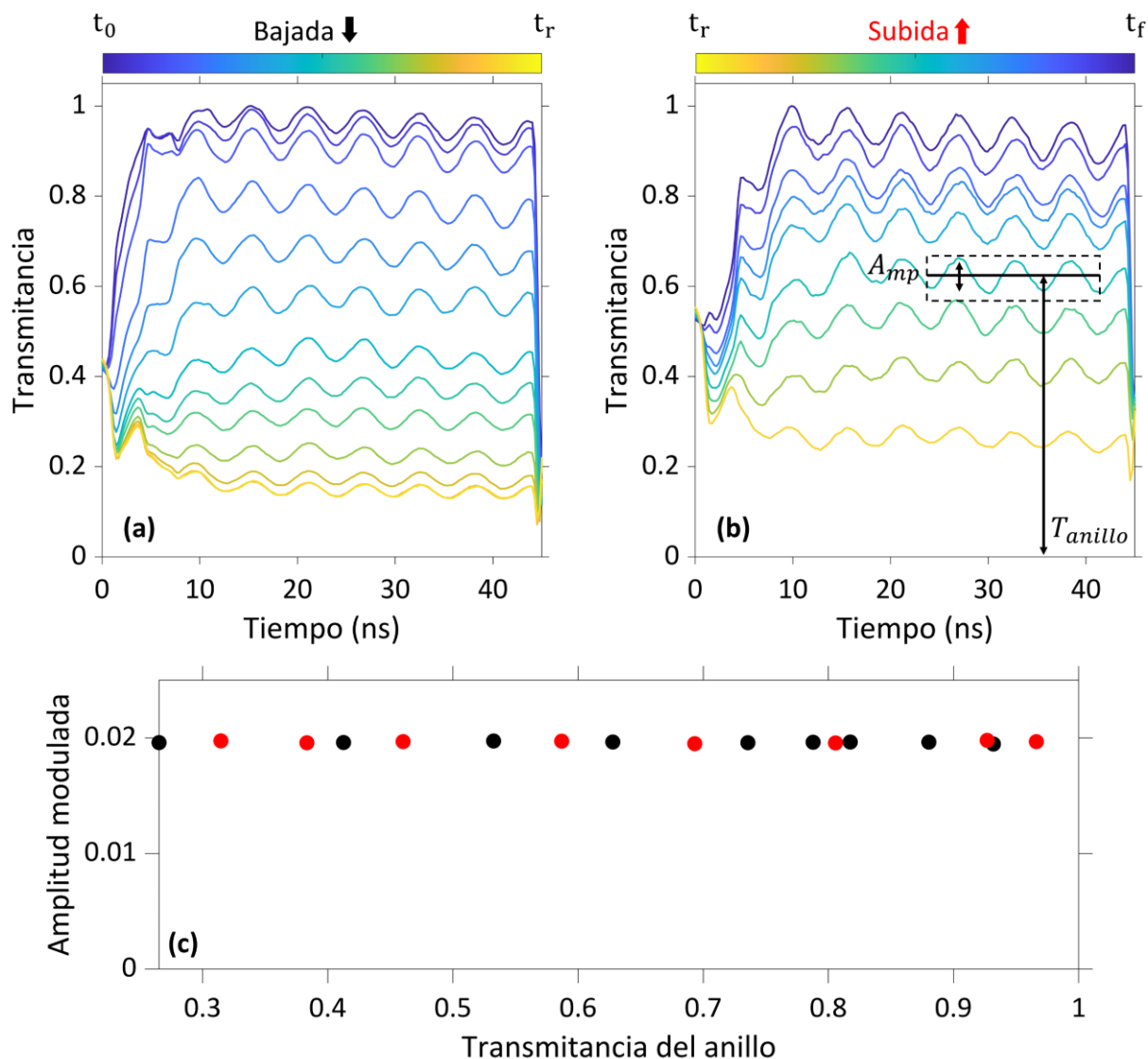


Figura 32. Medición experimental de la interacción del pulso óptico modulado a la salida de la celda con el anillo de fibra en el caso en el que se sintonizó el láser por fuera de la línea de absorción P9 del acetileno. En (a) se muestran las señales del pulso capturadas en la interacción de bajada del anillo y en (b) las de subida. En (c) se presentan las amplitudes de modulación, detectadas durante su medición en bajada (círculos negros) y subida (círculos rojos), en función de la transmittancia del pulso dentro del anillo.

Cuando la desintonización desde el centro de la línea de absorción era grande, aproximadamente diez veces el ancho espectral (500 MHz) de la línea de absorción inhomogénea, la amplitud de modulación

(A_{mp}) detectada para los lados opuestos de la línea de resonancia de la cavidad (bajada y subida) fue aproximadamente la misma, lo cual se muestra en la figuras 32 (a) y 32 (b). Este resultado concuerda con el análisis teórico descrito anteriormente y consideramos esto como una indicación directa de la ausencia de modulación de fase (m_{aout}) en la onda de luz de salida de la celda.

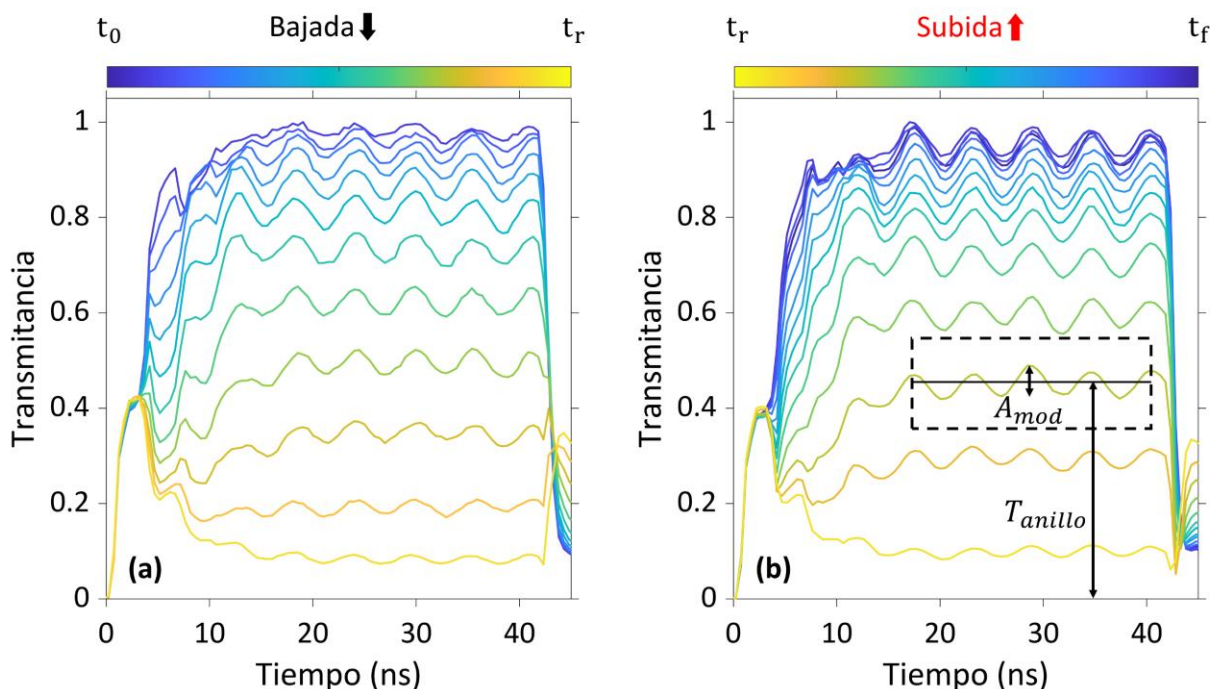


Figura 33. Medición experimental de la interacción del pulso óptico modulado a la salida de la celda con el anillo de fibra en el caso en el que se sintonizó el láser al centro de un lado de la línea de absorción P9 del acetileno. En (a) se muestran las señales del pulso capturadas en la interacción de bajada del anillo y en (b) las de subida.

Las dependencias de la amplitud modulada obtenida en función de la transmitancia de la línea de resonancia de la cavidad se muestran en la figura 32 (c). Las fluctuaciones insignificantes en los valores de amplitud en los lados opuestos de la línea de resonancia de la cavidad se pueden atribuir a las variaciones térmicas y a las vibraciones introducidas por el sistema de vacío durante el proceso de medición. A pesar de estas pequeñas variaciones, observamos que durante la transmisión del anillo en la que interactuaron los pulsos modulados, la amplitud de modulación permaneció similar en ambos lados del mínimo de resonancia del anillo, lo que se esperaba porque la modulación de salida de la celda permaneció igual a la modulación de amplitud de entrada a la celda.

Sin embargo, si la sintonización de la longitud de onda del láser de los pulsos se ajustaba en los centros de los lados opuestos de la línea P9, aparecía una disparidad evidente entre las amplitudes de las señales periódicas detectadas en diferentes lados del mínimo de la transmitancia de la resonancia del anillo de

fibra, lo cual se evidencia en las figuras 33 (a) y 33 (b). Esta disparidad se debe a la detección de la componente de fase (m_{pout}) generada por la interacción lineal (por la dispersión) y no lineal fuerte entre la frecuencia portadora (ω_p) y bandas laterales en lados opuestos de la línea P9 de acetileno, mostrado en las figuras 9 y 10 del análisis teórico. La cavidad de anillo al interactuar con luz modulada en la región altamente dispersiva (a un lado del centro de la línea resonante) provoca que la transformación de modulación de fase a modulación de amplitud sea opuesta en los lados opuestos (subida y bajada), ya que su dispersión es opuesta. Como resultado, en un caso de sintonización con el anillo (por ejemplo, de bajada) las componentes se suman, para el otro caso (de subida), se restan (ver figura 31 (c)).

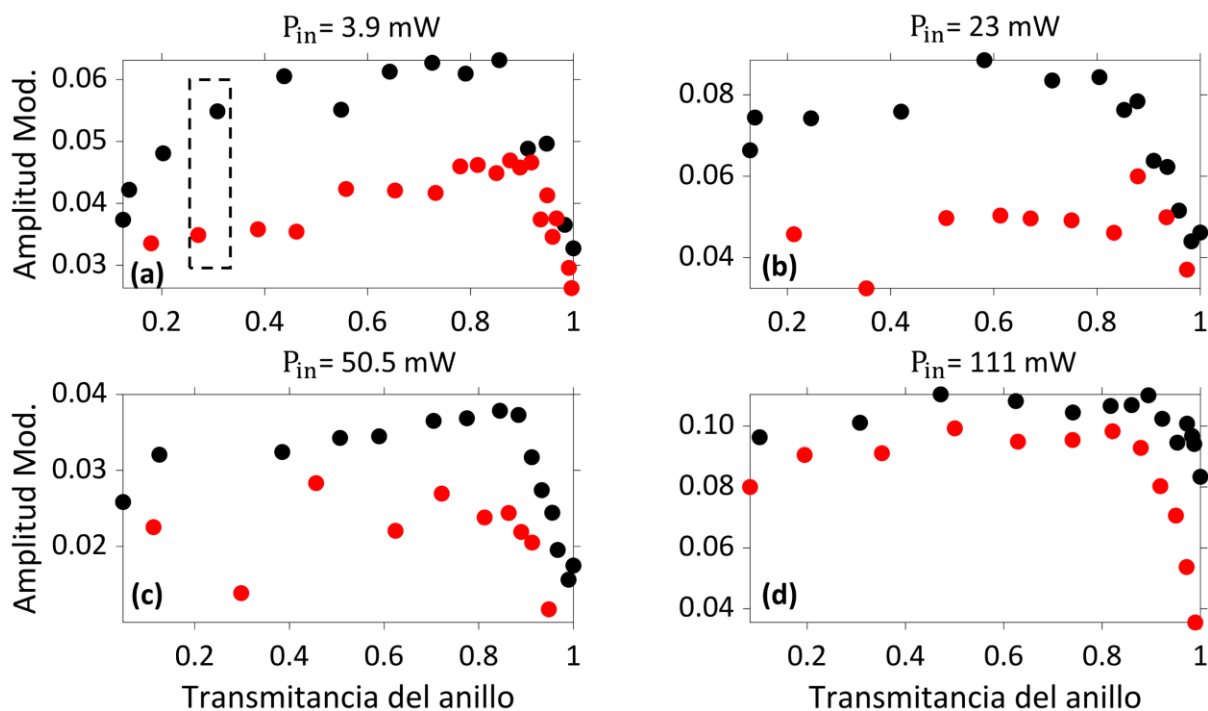


Figura 34. Amplitudes de modulación de intensidad en la detección en los lados opuestos del mínimo de transmitancia de la cavidad de anillo de bajada (círculos negros) y subida (círculos rojos), según la transmitancia del pulso dentro del anillo.

Esta disparidad en la región de “operación del demodulador” la atribuimos a la transformación de la modulación de fase que aparece después de pasar la celda HC-PCF cuando sintonizamos el láser a un lado de la línea de absorción de acetileno. De manera concreta, se puede mostrar que la máxima distancia de separación relativa entre las detecciones de bajada y de subida se alcanza para una transmitancia mínima del anillo en 0.3 y aproximadamente corresponde al medir el coeficiente de transformación κ_{ap} . Las mediciones presentadas en la figura 34 se realizaron con una desintonización de 250 MHz de la longitud de onda del láser desde el centro de la línea P9 del acetileno a una presión de gas de 1 Torr, lo cual aseguró

una absorbancia inicial (no saturada) de la celda aproximadamente de 2.4. Se hicieron para 4 diferentes potencias de pulsos de entrada en la celda de acetileno.

En la figura 35 muestra la dependencia experimental del coeficiente de transformación κ_{ap} de la potencia incidente de la onda de bombeo. Se puede observar un claro fuerte cambio (decaimiento) en el coeficiente de transformación, lo que demuestra el efecto Kerr en la configuración de resonancia. La transformación de modulaciones para potencias bajas corresponde al efecto de “demodulación” lineal por la dispersión normal alrededor de la línea de absorción de acetileno. Cabe destacar que este efecto lineal, al contrario de los presentados en la figura 35, no depende de la intensidad de la luz incidente.

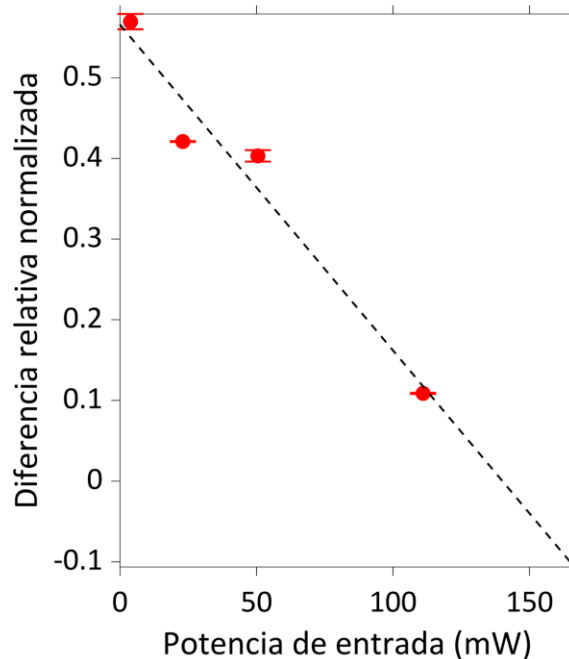


Figura 35. Contribución relativa de una modulación de fase en la luz de salida de la celda de acetileno en función de la potencia de entrada.

Los resultados de una simulación numérica basada en soluciones de las ecuaciones de Bloch (presentadas en la sección 2.2) para una línea de resonancia ensanchada de manera inhomogénea con absorbancia inicial máxima $\alpha_0 L = 2.45$ se presentan en la figura 7 de la parte teórica. Se puede observar una razonable coincidencia de la predicción teórica con el valor máximo obtenido de κ_{ap} y su decaimiento general con la potencia de bombeo. Lo anterior nos da una confirmación de validez de nuestra consideración teórica, lo que permite confiar en la predicción del coeficiente de amplificación paramétrica en la celda HC-PCF con acetileno, mostrado en la parte teórica.

4.2 Medio no resonante

Se implementó el arreglo experimental mostrado en la figura 22 y se siguieron los pasos detallados en la metodología de la subsección 3.2.1 para explorar los espectros de las señales generadas, considerando diferentes longitudes de onda de bombeo alrededor de los estudios previos en los procesos copolarizados permitidos por la PCF. En De la Torre-Robles et al. (2021) se identifican los puntos de inflexión, que corresponden a la longitud de onda de bombeo en la que el espectro de los fotones empieza a dividirse y conservar energía con fotones acompañante diferentes. Se buscó identificar experimentalmente estos puntos y, a partir de ellos, iniciar un escaneo hacia la derecha para ambos procesos copolarizados.

En la figura 36 (a) se muestran los valores experimentales de las longitudes de onda centrales de las señales medidas en función de diferentes longitudes de onda de bombeo en un rango de aproximadamente 723 nm y 771 nm y para un rango de medición de las señales generadas entre 480 nm y 860 nm.

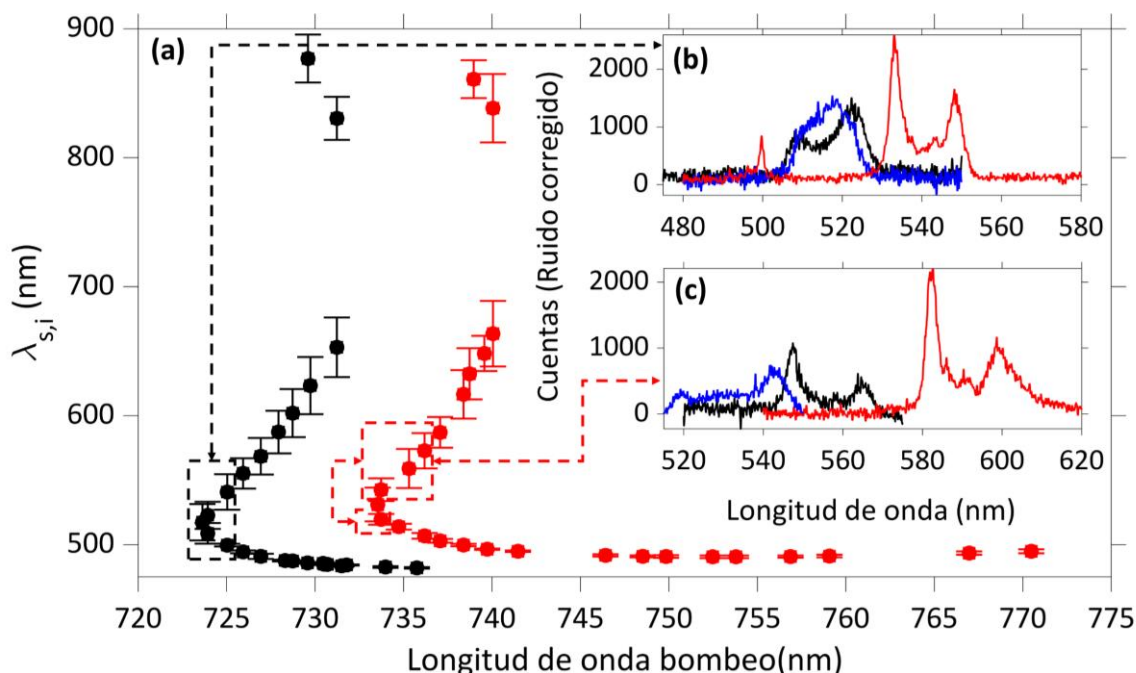


Figura 36. (a) Mediciones experimentales de los fotones generados por mezclado de cuatro ondas para la PCF NL-PM 750, considerando los procesos copolarizados. Los círculos negros corresponden al proceso YYY y los círculos rojos al proceso XXX. Las barras de error representan el FWHM del espectro medido de las señales detectadas. En (b) y (c) se visualizan algunos espectros para los procesos YYY y XXX.

Los círculos rojos corresponden al proceso en el que el bombeo y los campos generados se propaga con polarización en la dirección del eje lento de la PCF, denominado proceso XXX. Para este proceso, se identificó que el punto de inflexión corresponde a una longitud de onda de bombeo de 723.6 nm, y su

espectro se muestra en la figura 36 (b) con la línea azul. Al ajustar el láser de bombeo unos cuantos nanómetros a la derecha a partir del punto de inflexión, se observan dos señales en el espectro. Esto se evidencia experimentalmente con longitudes de onda de bombeo de 723.9 nm y 725 nm, cuyos espectros se presentan en la figura 36 (b) con las líneas negra y roja, respectivamente. El proceso XXXX fue detectable hasta una longitud de onda de 735.7 nm, donde las señales se volvían más delgadas (FWHM alrededor de 0.4 nm) e indistinguibles.

Los círculos negros corresponden al proceso en el que el bombeo y los campos generados se propagan con polarización en la dirección del eje rápido de la PCF, denominado proceso YYYY. Para este proceso, se identificó que el punto de inflexión corresponde a una longitud de onda de bombeo de 733.5 nm. Los espectros correspondientes para las longitudes de onda de bombeo de 733.7nm, 735.3 nm y 737 nm se visualizan en la figura 36 (c) con las líneas azul, negra y roja, respectivamente. La detección finalizó en una longitud de bombeo de 770.4 nm, donde los espectros para longitudes de onda posteriores dificultaban su detección. Las mediciones experimentales se realizaron con un bombeo con potencia promedio a la salida de la PCF de 2.5 mW, ya que se identificó que para una potencia superior a 3 mW se daba un ensanchamiento espectral del bombeo y un corrimiento espectral considerable de las señales. Las barras de error correspondientes a la figura 36 (a) representan el FWHM de los espectros medidos. Además, se contó con una limitación óptica de detección de señales entre 700 y 800 nm, pues no se disponía de filtros especiales para filtrar el láser de bombeo y detectar la señal en este rango. Además, por encima de los 900 nm, la eficiencia cuántica de la ICDD es inferior al 2%, dificultando la detección de estas señales.

A partir de los resultados experimentales obtenidos en la figura 36 (a) y del modelo computacional FEM implementado mediante el software COMSOL Multiphysics descrito en la subsección 3.2.2, se obtuvieron gráficos de pseudocolor presentados en la figuras 37 y 38. Estos gráficos muestran una matriz del módulo cuadrado de las condiciones de empatamiento de fase Δk en función de los parámetros de la geometría simulada (Λ, d, D), calculados a partir de la ecuación (104).

En el estudio presentado en la figura 37 se varió la separación entre el centro de los agujeros (Λ) entre 1 μm y 1.35 μm con pasos de 50 nm, el diámetro de los agujeros menores (d) entre 0.68 μm y 0.80 μm con pasos de 10 nm, y el diámetro de los agujeros mayores (D) se mantuvo constante en 0.74 μm , 0.82 μm y 0.88 μm . Los parámetros establecidos corresponden al valor de incertidumbre de la medición manual definida en el paso 1 de la subsección 3.2.2. Se determinó que los parámetros Λ y d necesitan un estudio paramétrico más amplio debido a su mayor influencia en el cambio del índice de refracción efectivo en la estructura.

En la figura 37, se evidencia que la forma del gráfico de pseudocolor cambia levemente con la variación de D , mostrando una región de convergencia inicial para un Λ de 1.15 μm a 1.2 μm y un d de 0.72 μm a 0.73 μm para los tres casos simulados. Para el caso de $D = 0.82 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.175 \mu\text{m}$ y $d = 0.73 \mu\text{m}$ se encontró un valor de $|\Delta k|^2 = 3.96 \times 10^{-6} \mu\text{m}^{-2}$. En (De la Torre-Robles et al., 2021) se reportó que la geometría de la PCF tenía como parámetros: $D = 0.82 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.08 \mu\text{m}$ y $d = 0.7$.

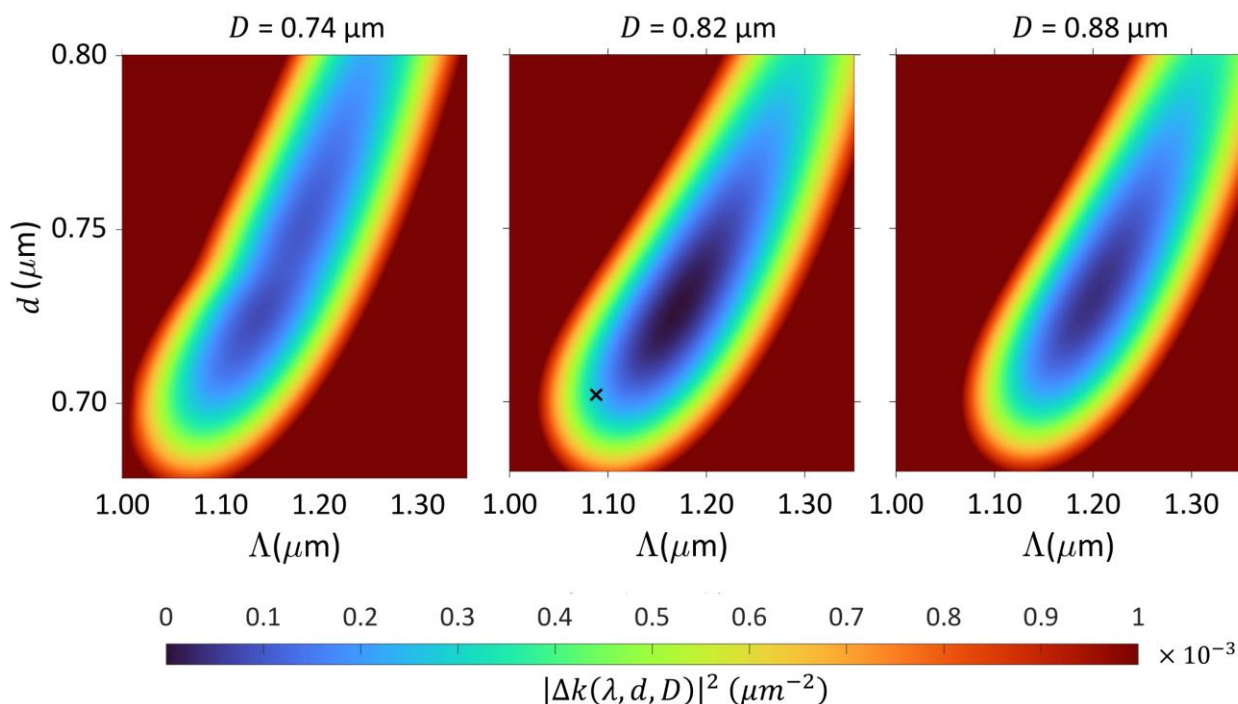


Figura 37. Gráfico de pseudocolor que representa el cambio del módulo cuadrado de la condición de empataamiento de fase Δk en función de la variación de los parámetros geométricos de la PCF (Λ , d) para 3 valores del parámetro D .

Estos valores se visualizan con una X negra en la figura 37 para un valor de $D = 0.82 \mu\text{m}$. Teniendo en cuenta la región de convergencia inicial para los parámetros (Λ , d) proporcionada por el estudio mostrado en la figura 37, se tenía como objetivo identificar la región en la que el parámetro D tuviera su valor mínimo de $|\Delta k|^2$.

En la figura 38 (a) se presenta un estudio donde se acotaron Λ de 1.135 μm a 1.205 μm , D de 0.76 μm a 0.86 μm y d se dejó constante en 0.73 μm . De este estudio se determinó que el valor D que permite una mejor coincidencia de fase se encuentra alrededor de 0.81 μm y 0.82 μm . Con los resultados obtenidos, se realizó una variación en los parámetros de Λ de 1.162 μm a 1.178 μm , d de 0.724 μm a 0.73 μm y D de 0.81 μm a 0.82 μm , todos con un paso de 1 nm.

Del análisis anterior se determinó que la geometría que mejor predice los resultados experimentales

corresponde a los parámetros: $\Lambda = 1.168 \mu\text{m}$, $d = 0.726 \mu\text{m}$ y $D = 0.816 \mu\text{m}$. Con esta geometría se obtiene un valor de $|\Delta k|^2 = 1.47 \times 10^{-6} \mu\text{m}^{-2}$, visualizado con una X negra en la figura 38 (b).

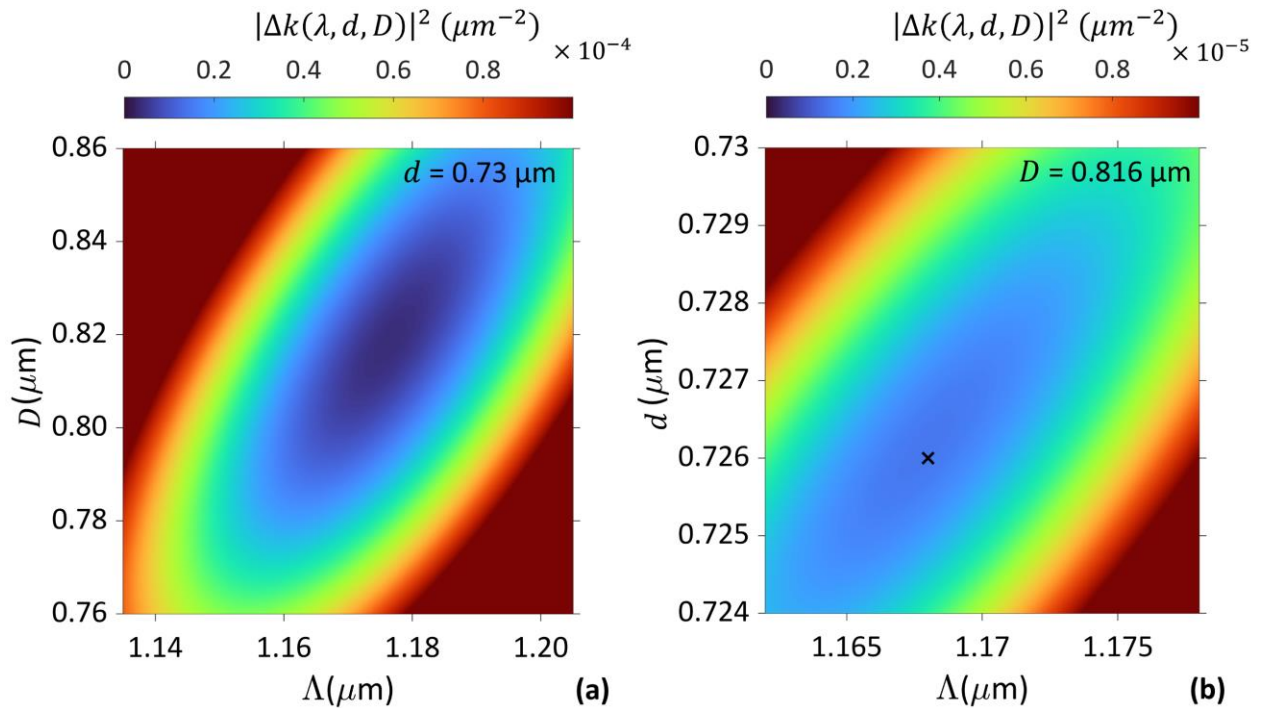


Figura 38. Gráfico de pseudocolor que representa el cambio del módulo cuadrado de la condición de empatamiento de fase Δk en función de la variación de los parámetros geométricos. (a) Variación de (Λ, D) con d y en (b) variación de (Λ, d) con D para la condición óptima de empatamiento de fase.

Para este estudio numérico no solo se consideraron los resultados experimentales obtenidos en los procesos copolarizados (XXXX y YYYY), sino también los otros cuatro procesos admitidos por la PCF bajo el régimen monomodal (XXYY, XYXY, XYYX, YYXX), estudiados previamente (De la Torre-Robles et al., 2021; Osorio G.L, 2021) en un rango espectral más amplio. Esto se hizo para garantizar que la geometría escogida corresponda a la dispersión de la PCF NL-PM 750 Y prediga los resultados experimentales. Los valores de índices de refracción efectivos correspondientes a la geometría encontrada permiten corroborar muchas de las propiedades físicas reportadas por el fabricante, como birrefringencia, diámetro de campo modal y dispersión.

En la figura 39 (a) se visualizan las curvas de los índices de refracción efectivos del modo fundamental (LP_{01}) en su polarización en Y (línea negra) y en X (línea roja). A medida que se incrementa la longitud de onda, la PCF se vuelve cada vez más birrefringente, es decir, aumenta la diferencia de los índices efectivos de cada polarización. Esto se debe a los agujeros mayores (D), que incrementan la asimetría de la PCF en una dirección, permitiendo que el campo eléctrico se confine mejor en el eje Y (eje rápido) y haya un mayor

campo evanescente en la dirección X (eje lento), lo que aumenta la interacción entre la luz y la sílice. Para una longitud de onda de 780 nm, el fabricante reporta una birrefringencia de $\sim 3 \times 10^{-4}$, mientras que en nuestro estudio se obtuvo un valor de $\sim 3.6 \times 10^{-4}$.

En las figuras 39 (b) y 39 (c) se presentan las distribuciones espaciales de la magnitud del campo eléctrico del modo LP₀₁ en sus polarizaciones Y - X. A 780 nm, el fabricante reporta un diámetro de campo modal de $1.6 \pm 0.3 \mu\text{m}$, lo cual es consistente con los $\sim 1.8 \mu\text{m}$ obtenidos al medirlo sobre el eje Y de la fibra.

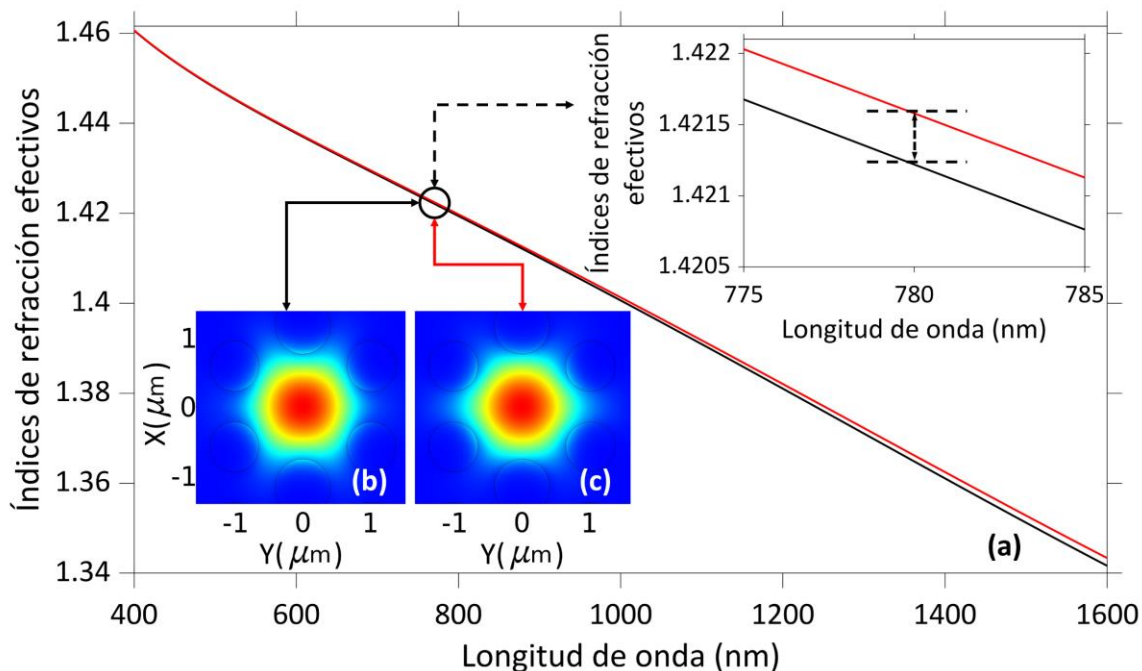


Figura 39. (a) Curva de los índices de refracción efectivos de la PCF NL-PM-750 para el modo fundamental (LP₀₁) en su polarización en X (línea roja) y polarización Y (línea negra) en función de la longitud de onda. El recuadro muestra una ampliación del área alrededor a 780 nm donde se calcula su birrefringencia y se compara con la reportada por el fabricante. Distribución espacial de la magnitud del campo eléctrico del modo LP₀₁ en sus polarizaciones Y (b) y X (c).

La figura 40 muestra las curvas de dispersión (D_λ) del índice de refracción efectivo en función de la longitud de onda para el modo fundamental de la PCF en sus dos polarizaciones. En el rango de 400 nm a 1600 nm, se observa que la dispersión cambia de signo en ciertos puntos, lo que indica variaciones en la velocidad de grupo de los pulsos de luz con la longitud de onda. Esta característica es crucial para aplicaciones en telecomunicaciones y generación de pulsos ultracortos, donde la gestión de la dispersión es esencial. Además, se identifican dos puntos de cruce de cero dispersión, a aproximadamente $750 \pm 15 \text{ nm}$ y $1270 \pm 30 \text{ nm}$ según el fabricante, donde la dispersión cromática es nula y los pulsos de luz experimentan mínima distorsión debido a la dispersión. Específicamente, para la polarización en X, los puntos de cero dispersión observados fueron a 738 nm y 1294 nm.

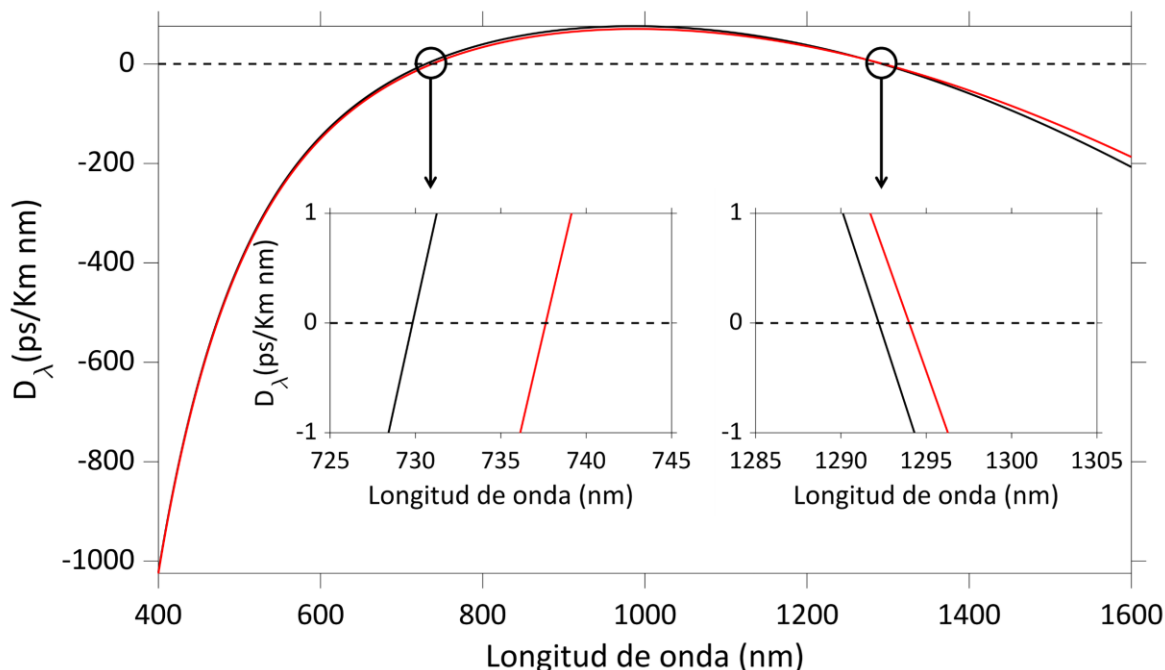


Figura 40. Curvas de dispersión de la PCF NL-PM-750 para el modo fundamental (LP01) en su polarización en X (línea roja) y en Y (línea negra) en función de la longitud de onda. Los recuadros muestran ampliaciones de las áreas alrededor de los puntos de cruce de cero dispersión.

En la figura 41 se muestran el diagrama de empatamiento de fases para la PCF NL-PM-750, considerando los seis procesos de mezcla de polarización mencionados. El diagrama de empatamiento de fases permite representar las curvas que describen las condiciones de longitud de onda en las que se produce el empatamiento de fases perfecto ($\Delta k = 0$) (Agrawal, 2019b). Las líneas continuas negra y roja representan los procesos copolarizados YYY y XXX. Las líneas discontinuas negra y roja representan el proceso XYXY y YYXX. Por último, las líneas de puntos y guiones negra y roja representan el proceso XYYX y YXYX. Los cuadrados corresponden a los fotones señal obtenidos durante el proceso de detección experimental, mientras que los diamantes al respectivo fotón acompañante calculado por la ecuación de la conservación de energía (14). Las curvas de empatamiento de fase fueron calculadas para la geometría óptima mostrada en la figura 38 (b). Se puede apreciar una buena concordancia entre la teoría y los puntos experimentales para los procesos copolarizados y contra-polarizados.

A partir de la dispersión calculada mediante los resultados experimentales y del modelo computacional empleado en Comsol Multiphysics, se implementó un modelo teórico basado en la teoría presentada en la subsección 2.3.4, para estudiar el proceso de amplificación paramétrica en la PCF. Para este modelo nos

centramos en el proceso XXXX con una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p = 737$ nm, que genera pares de fotones centrados en $\lambda_s = 670$ nm y $\lambda_i = 818$ nm, como se muestra en la figura 42 (a).

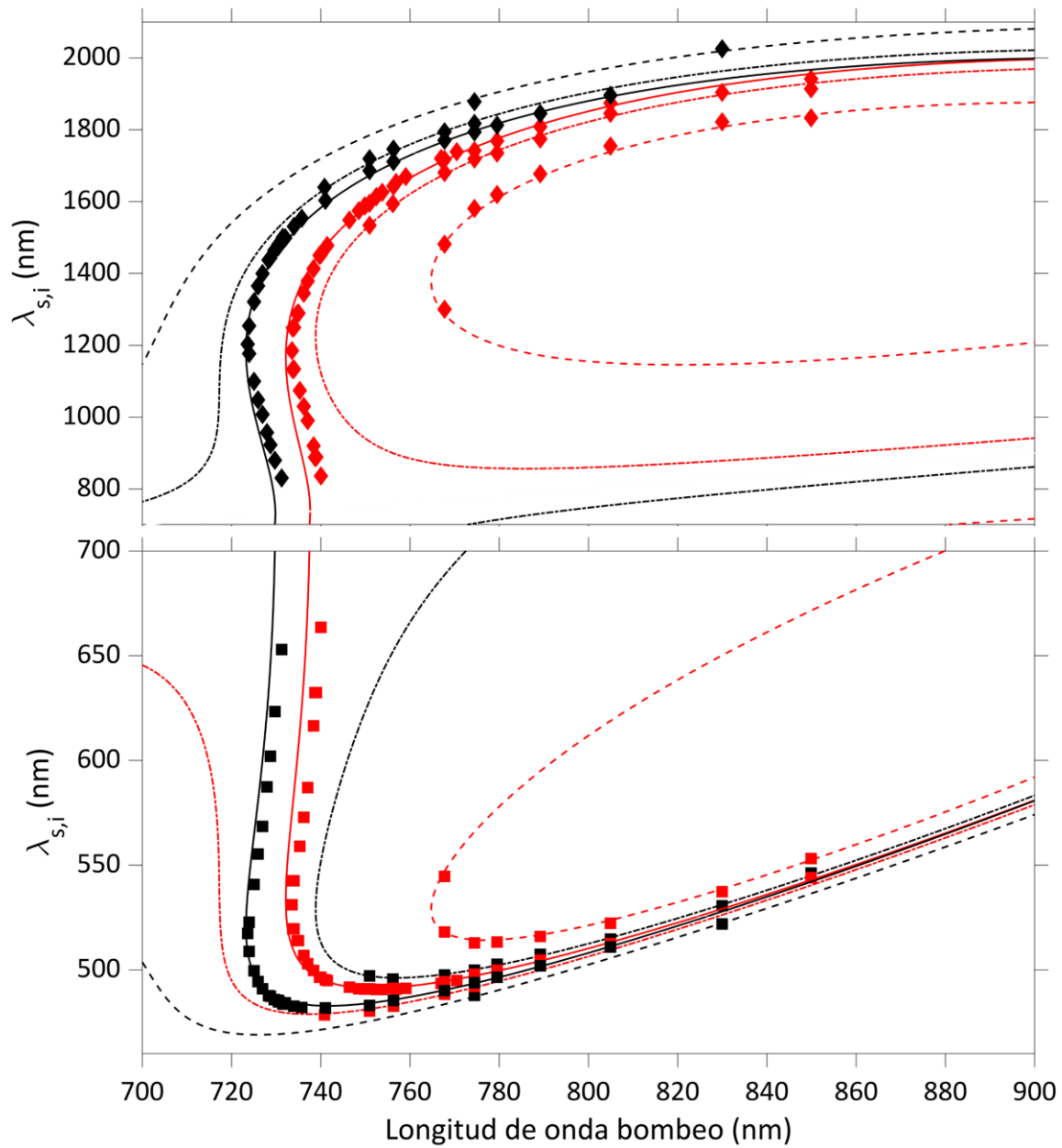


Figura 41. Diagramas de empatamiento de fase para la PCF NL-PM-750. Estos contornos fueron calculados a partir del índice refracción efectivo.

Adicionalmente, se calculó la intensidad espectral conjunta (JSI, por sus siglas en inglés) correspondiente a esa longitud de onda bajo las condiciones experimentales y se muestra en la figura 42 (b).

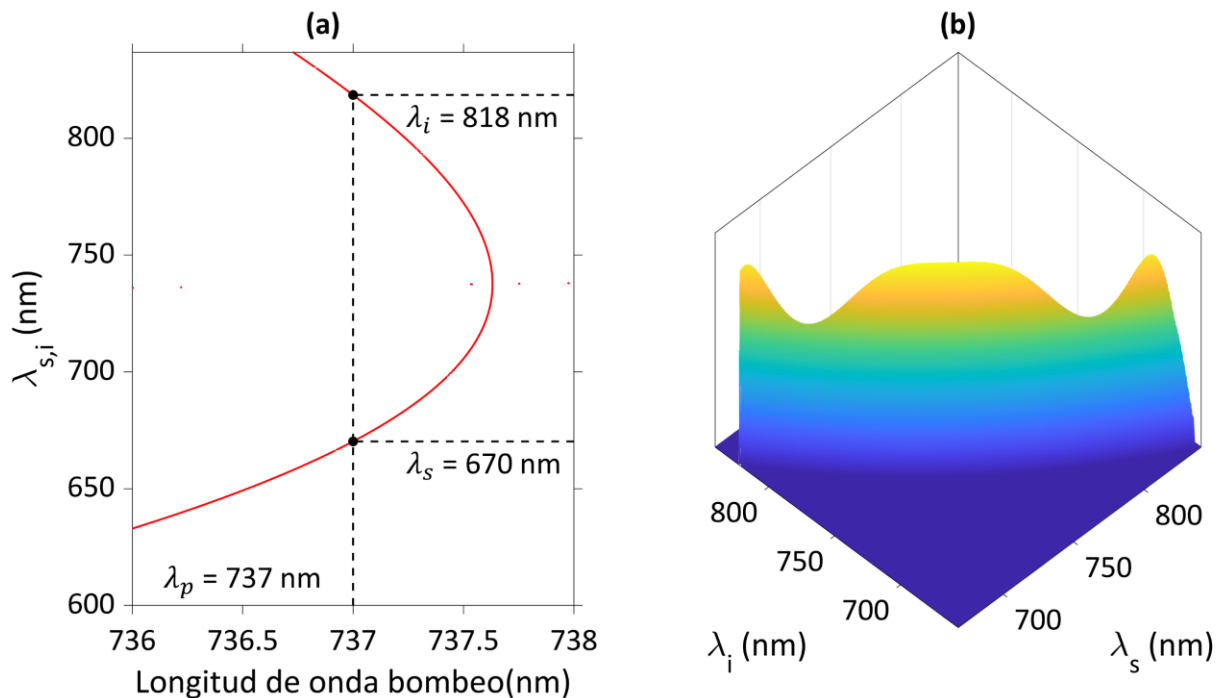


Figura 42. Propiedades espectrales de FWM para la PCF NL-PM-750. (a) Diagrama de empatamiento de fase teórico para el proceso XXXX. (b) Intensidad espectral conjunta obtenida para una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p = 737$ nm.

La JSI describe la distribución de probabilidad de los pares de fotones generados en el proceso de FWM en términos de sus longitudes de onda. Además, es una medida bidimensional que muestra cómo la intensidad de los fotones señal y acompañante está correlacionada espectralmente (Garay-Palmett et al., 2007). Podemos ver que tanto la señal como el acompañante tienen un ancho de banda amplio que se superpone con un proceso sFWM trivial alrededor de la longitud de onda de bombeo. Después de la generación del estado comprimido, su cantidad de compresión se puede caracterizar con una mezcla de técnicas tradicionales para evaluar el sFWM mediante descomposición de Schmidt (Garay-Palmett et al., 2023; McKinstrie et al., 2013) y con la ayuda de las ecuaciones (99) y (100). En este sentido, para el primer par de TM se obtuvo un factor de ganancia de $g = 0.1378$.

Después de la etapa de generación, los fotones señal y acompañante se modulan en fase con respecto al bombeo, variando la fase θ , y la intensidad de salida resuelta espectralmente se recoge para diferentes valores de fase, lo cual se muestra en la figura 43. Aquí, la línea amarilla continua representa el vacío entrando al medio, y se nota que no hay cambio en $dN_{s,i}$ con variaciones fase, lo cual es esperado porque la amplificación paramétrica del vacío o el vacío amplificado es equivalente a sFWM. Las otras líneas representan la amplificación paramétrica del vacío comprimido para diferentes valores de θ . Se puede ver

que el espectro completo aumenta (disminuye) para la señal (acompañante) y viceversa, como se esperaba.

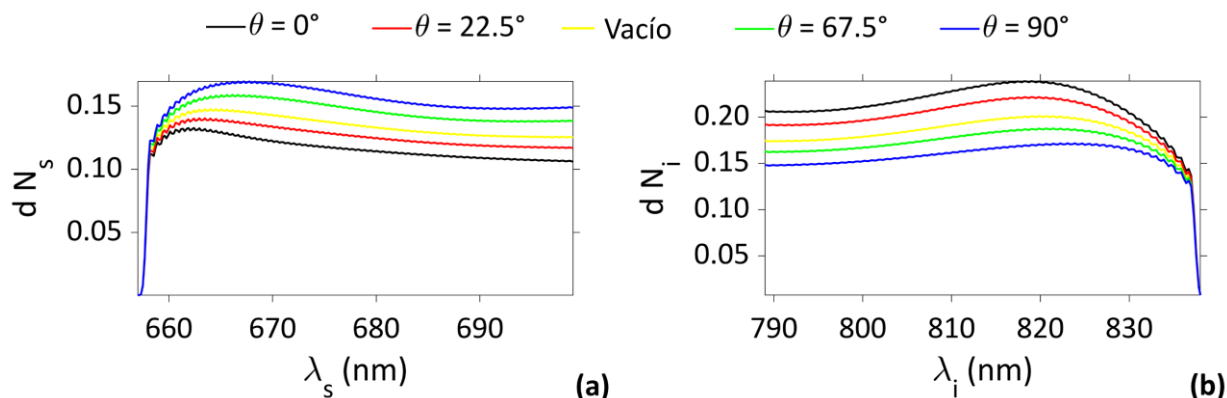


Figura 43. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos con todos los TMs involucrados para los fotones (a) señal y (b) acompañante.

Aquí se asume que la generación y la amplificación paramétrica tienen exactamente los mismos parámetros, lo cual en el montaje mostrado en la figura 24 no se podría lograr, porque el acoplamiento es diferente para la generación y para la reinyección de los haces. Para la obtención de estas figuras, se asumió que todos los TM se acoplan de nuevo al amplificador paramétrico. En una situación más realista, esto no sería el caso, porque los fotones reflejados deberían separarse del bombeo, retardarse en fase y reinyectarse en el medio, lo que implica que solo una pequeña cantidad de TMs podrían acoplarse al amplificador paramétrico.

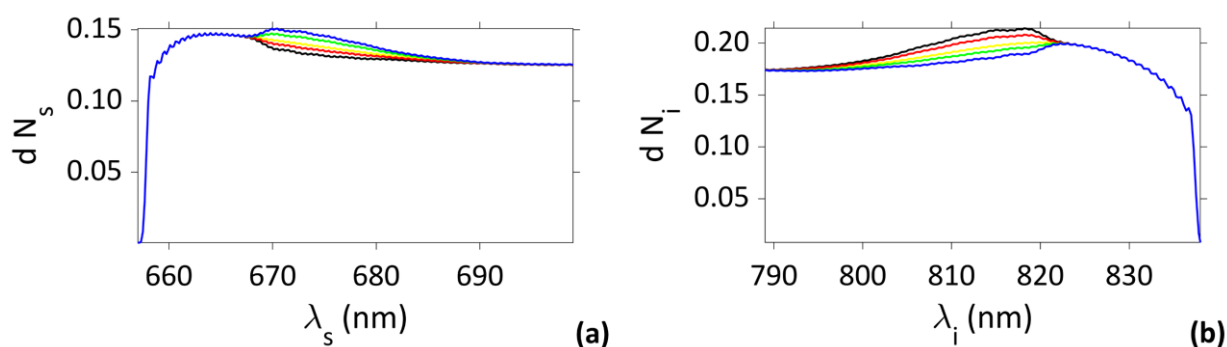


Figura 44. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos para los fotones (a) señal y (b) acompañante. Se asume que la entrada incluye todos los TMs involucrados, excluyendo los TMs que se superponen con el bombeo.

Si solo los TM que acoplan señal/acompañante y que tienen cero superposición con el bombeo se acoplan al amplificador paramétrico, se obtiene un espectro amplificado como el mostrado en la figura 44.

Finalmente, en un escenario ideal, donde solo el primer TM involucrado se inyecta al amplificador paramétrico, se obtienen los resultados mostrados en la figura 45.

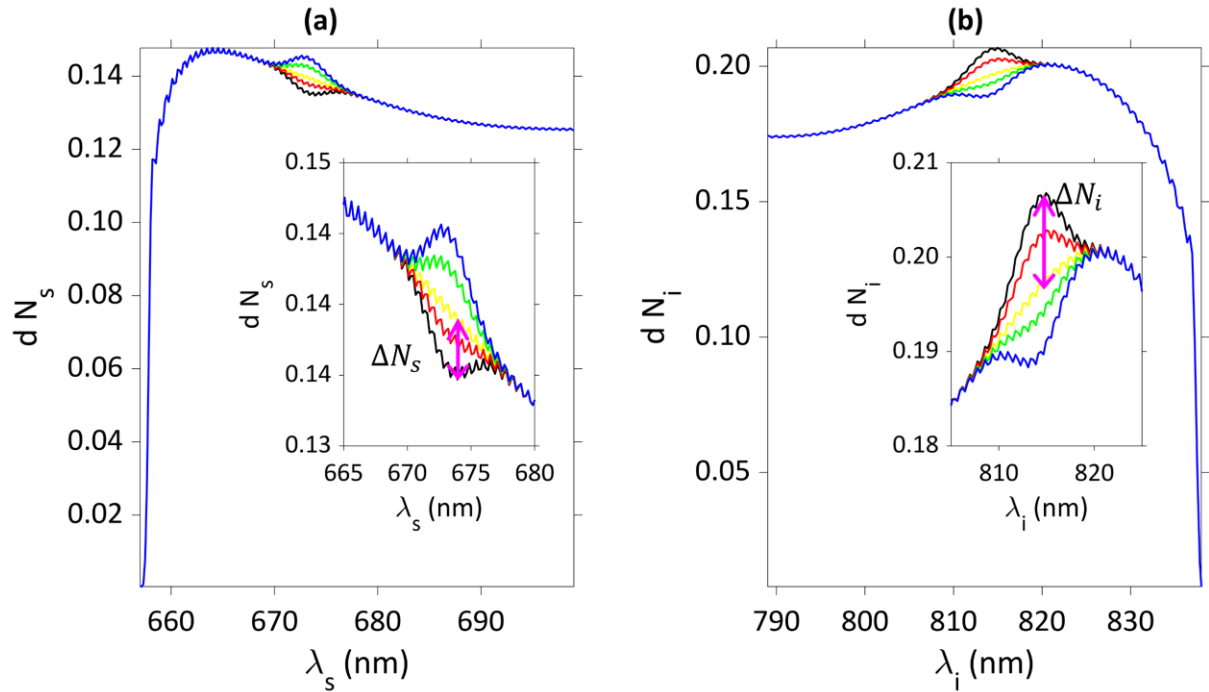


Figura 45. $I(\lambda, \theta)$ Intensidad resuelta espectralmente del amplificador paramétrico para la entrada de vacío y estados comprimidos para los fotones (a) señal y (b) acompañante. Se asume que la entrada incluye solo el modo temporal fundamental TM. Los recuadrados muestran ampliaciones de las áreas en las que se realizó el cálculo para las intensidades de cuadratura.

Para obtener la compresión de cuadratura en intensidad, se mide el $dN_{s,i}$ mostrado en la figura y, con la ayuda de las ecuaciones (99) y (100) obtenemos las intensidades de cuadratura de $\langle \hat{\chi}_1^\dagger \hat{\chi}_1 \rangle = 0.759$ y $\langle \hat{\mathcal{Y}}_1^\dagger \hat{\mathcal{Y}}_1 \rangle = 1.3174$. Con estas predicciones, se llevaron a cabo cada uno de los pasos presentados en la metodología 3.2.3 para medir experimentalmente las cuadraturas de un estado cuántico utilizando la PCF NL-PM-750 como amplificador paramétrico.

Para este experimento, nos centramos en el proceso XXXX con una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p = 740$ nm, que genera pares de fotones centrados en $\lambda_s = 663.5$ nm y $\lambda_i = 838.4$ nm, como se muestra en la figura 36. Se buscó una longitud de onda de bombeo similar a la utilizada en el estudio numérico. Esta diferencia corresponde a la tolerancia relativa entre el experimento y la simulación. Después de la etapa de la generación del estado se realizó el proceso de calibración del amplificador paramétrico para el espectro del fotón señal y acompañante respectivamente. La etapa de calibración para el fotón señal se presenta en la figura 46.

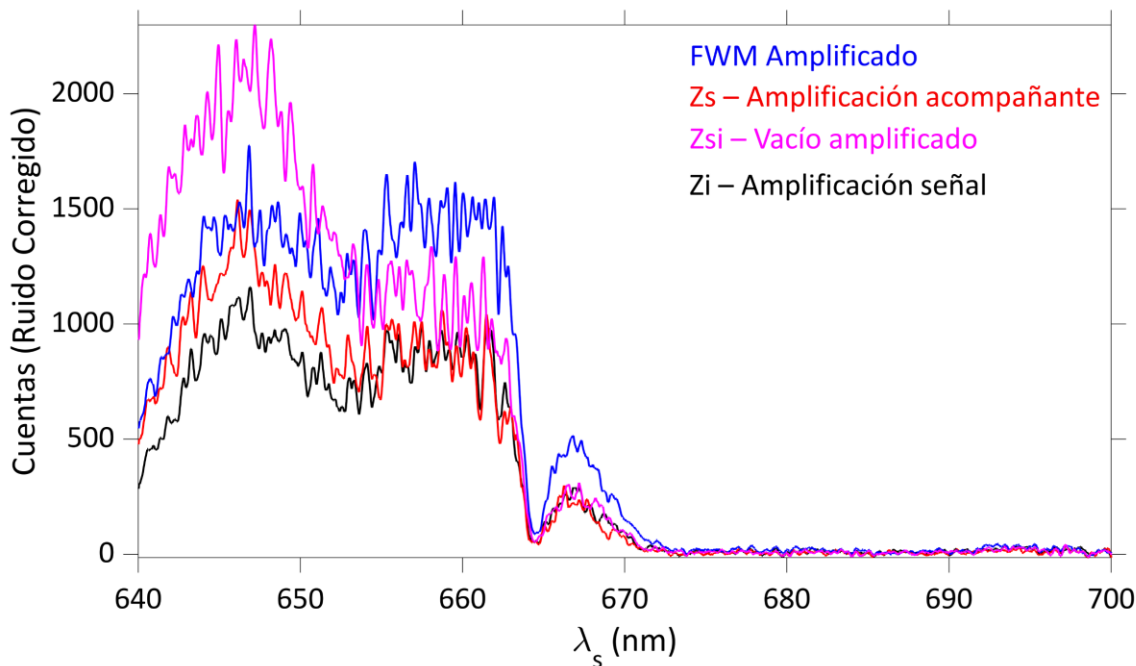


Figura 46. Calibración de espectros para el fotón señal. (1) Señal y acompañante a la entrada del AP (FWM, línea azul), (2) acompañante a la entrada del AP (Zs bloqueando señal, línea roja), (3) Entrada de vacío (Zsi bloqueando señal y acompañante, línea magenta), y (4) señal a la entrada (Zi bloqueando acompañante, línea negra).

El montaje experimental utilizado para esta calibración, que se muestra en la figura 24, tiene un espejo dicróico pasa larga (DM1) que permite reflejar el fotón señal, proveniente de cada una de las mediciones explicadas en la etapa de calibración del amplificador paramétrico. Durante las mediciones experimentales realizadas, desafortunadamente no se tuvo presente que este DM1 tiene una longitud de onda de corte en 650 nm, lo cual iba a atenuar gran parte del espectro, pues durante el experimento de la medición de parejas de fotones se obtuvo una longitud de onda central de $\lambda_s = 663.5$ nm. Para esta metodología, no era necesario este espejo dicróico con estas características.

Debido a lo anterior, se puede observar en la figura 46 que, para longitudes de onda posteriores a 665 nm, la señal decae y obtiene la forma espectral de la banda de transición de un espejo dicróico pasa largas. Sin embargo, en la parte del espectro que no sufrió ninguna alteración a consecuencia del filtrado con el DM1, entre 640 nm a 660 nm, se observaron algunas inconsistencias con respecto a lo reportado en (Shaked et al., 2018). Si a la entrada del amplificador paramétrico, después del proceso de generación, se bloquean la señal y la acompañante, se obtendría la medición del vacío amplificado o FWMs (Zsi, línea magenta). Para esta configuración, se esperaría que, si a la entrada se tiene el bombeo y el fotón señal, bloqueando el acompañante (línea roja), esta medición espectral tenga más cuentas que la de FWMs, lo cual no

corresponde en el espectro entre 640 nm y 655 nm aproximadamente, mientras que para 655 nm en adelante si supera el número de cuentas.

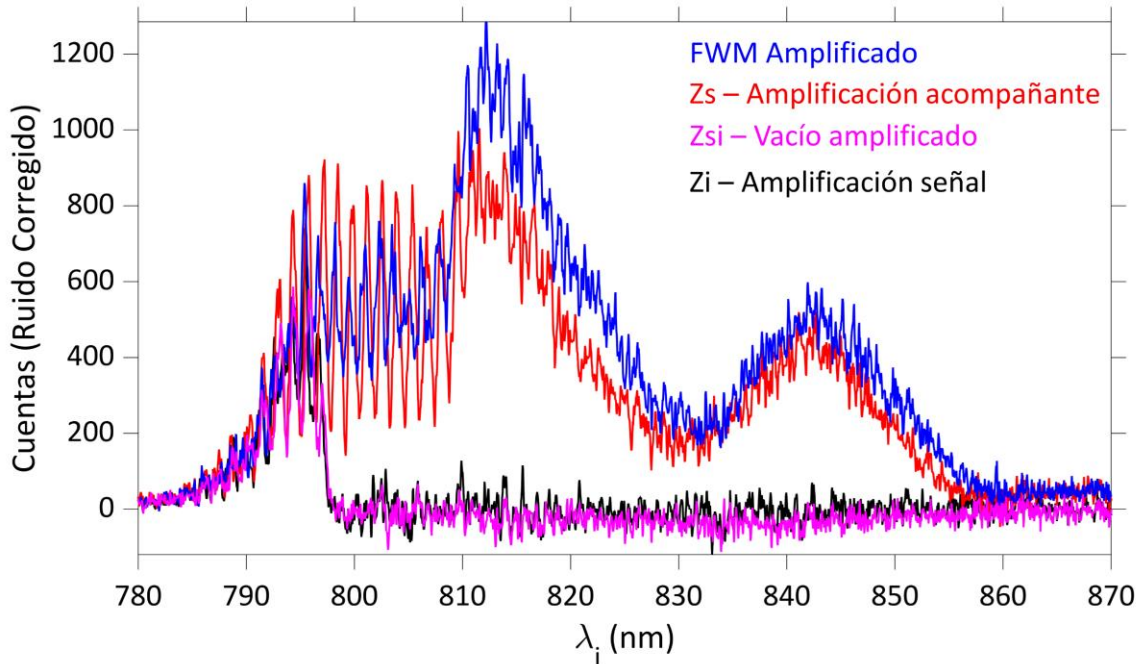


Figura 47. Calibración de espectros para el fotón acompañante. (1) Señal y acompañante a la entrada del AP (FWM, línea azul), (2) acompañante a la entrada del AP (Zs bloqueando señal, línea roja), (3) Entrada de vacío (Zsi bloqueando señal y acompañante, línea magenta), y (4) señal a la entrada (Zi bloqueando acompañante, línea negra).

Por otro lado, según la teoría presentada sobre la amplificación paramétrica, si a la entrada del amplificador paramétrico se bloquea la señal y se permite el ingreso de bombeo y acompañante, se esperaría una amplificación del fotón acompañante y una atenuación del fotón señal con respecto a la medición de sFWM o vacío amplificado. En la medición espectral, para la región del espectro detectado, Zsi supera en todo el espectro a Zs, lo cual era el resultado esperado. Por último, para el caso de Zi se esperaría una amplificación del fotón señal con respecto al Zsi, lo cual no se evidencia en el espectro detectado. Hipotéticamente, esperando una concordancia con la teoría, en las mediciones espectrales superiores a 665 nm se esperarían estos resultados, lo cual no es posible corroborar sin repetir la medición experimental, lo cual no se pudo llevar a cabo.

La etapa de calibración para el fotón acompañante se presenta en la figura 47. El fotón acompañante, centrado en $\lambda_i = 838.4$ nm, no tiene ningún elemento óptico que, durante su proceso de detección, pueda modificarse espectralmente en comparación con el espectro del fotón señal. Sin embargo, en la detección de Zsi y Zi en el espectro se visualiza la forma espectral de la banda de transición de un filtro con una

longitud de onda de corte aproximadamente en 795 nm. Ambas mediciones tienen en común el bloqueo del fotón acompañante, el cual, como se explicó en la metodología de este experimento, se realizó con un filtro pasa bajas con longitud de onda de corte en 800 nm.

A pesar de realizarse este bloqueo a la entrada del amplificador paramétrico, el fotón acompañante debe generarse por sFWM y posteriormente obtener su medición espectral para la medición de Z_{si} y Z_i . Para tratar de responder a este interrogante se planteó la siguiente hipótesis:

- Después de la etapa de generación, es decir, la primera pasada del bombeo por la PCF, los tres campos inciden en un filtro pasa bajas que únicamente filtra el fotón acompañante. Los campos señal y acompañante se reflejan en un espejo de plata y pasan nuevamente por el filtro que podría haber modificado el ángulo de incidencia del campo de bombeo (el cual continúa siendo divergente), impidiendo su acoplamiento de nuevo a la PCF y la generación del fotón acompañante para su detección espectral.

El hecho de no poder medir de manera correcta el Z_{si} impide tener una referencia experimental que indique la presencia de un estado comprimido y su posible nivel de compresión. Sin embargo, la medición espectral para cuando se tenía el fotón señal y acompañante a la entrada del amplificador (FWM amplificado) y Z_s entre 790 nm y 810 nm se apreciaron un conjunto de franjas espectrales, las cuales, por lo reportando en (Shaked et al., 2018), corresponden a la presencia de un estado comprimido. Los niveles máximos de las franjas indican la amplificación de las cuadraturas comprimidas con respecto a la medición de Z_{si} . Los niveles mínimos de las franjas también indican la amplificación de las cuadraturas comprimidas, las cuales deben situarse por debajo del nivel de vacío. Estas franjas se deben a la dispersión dentro de la PCF, de modo que cada modo de frecuencia experimenta diferentes retrasos y llega a la medición en momentos distintos. Esto significa que para algunas frecuencias medimos la cuadratura comprimida y para otras medimos la cuadratura amplificada.

Para realizar la medición de las cuadraturas, se utilizó la placa de media onda (HWP3) mostrada en la figura 24 del montaje experimental como medio para modificar la fase del bombeo. Los espectros obtenidos para diferentes valores de θ se muestran en la figura 48. Las mediciones espectrales se realizaron para el caso en el que, a la entrada del amplificador paramétrico, se tienen los campos bombeo, señal y acompañante (FWM amplificado). Si bien una placa de media onda no cambia la fase, sino el estado de polarización, a continuación, se plantea una situación hipotética en la que esta placa podría actuar como un elemento que permita cambiar la fase relativa entre los campos de interacción.

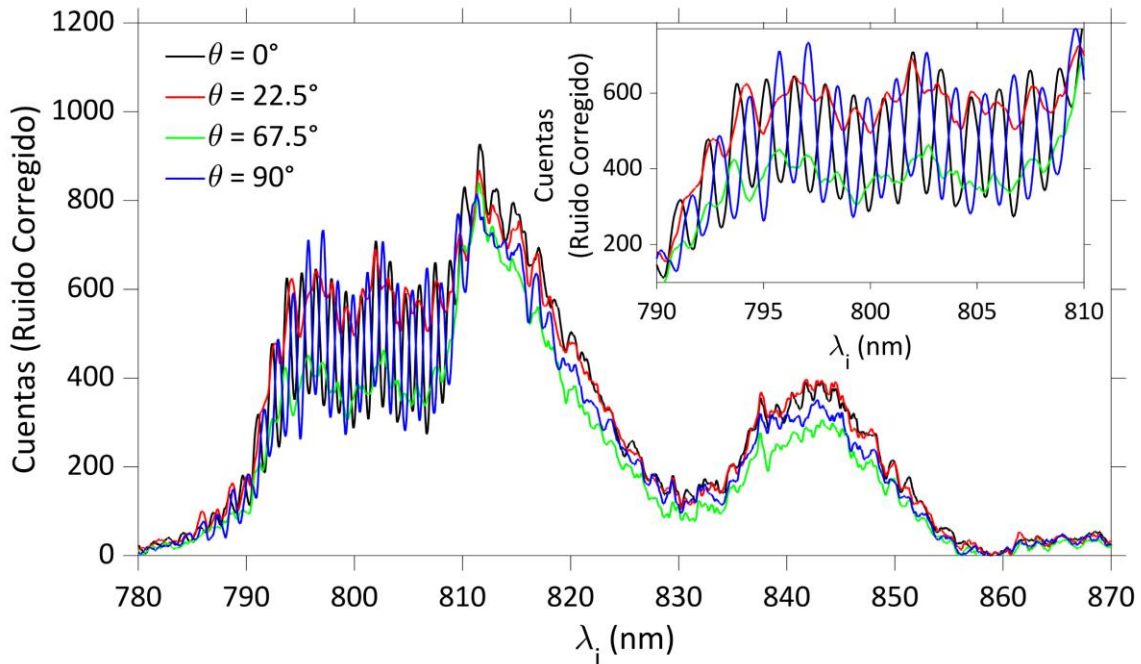


Figura 48. Medición de la compresión de cuadratura de intensidad. $I_i(\lambda, \theta)$ se muestra para diferentes valores de θ . El recuadrado muestra la medición espectral de las cuadraturas a la salida del amplificador paramétrico donde se muestra la amplificación de una cuadratura $\theta = 0^\circ$ (línea negra) y amplificación de la cuadratura ortogonal $\theta = 90^\circ$ (línea azul), la cual se sintoniza a partir de la sintonización de la fase del bombeo.

La HWP3 utilizada para esta medición tiene un retardo de media onda entre 700 nm y 1200 nm, lo que significa que para los fotones señal y acompañante, esta placa no produce más que un efecto en la transmitancia debido a su longitud de onda central. Los campos señal, bombeo y acompañante, a la salida del amplificador paramétrico pasan por la HWP3. El bombeo y acompañante, debido a su ubicación espectral, sufren un cambio en la polarización, donde el ángulo entre la polarización de salida y la polarización inicial será el doble del ángulo entre la polarización de entrada y el eje de la placa de media onda. Luego se reflejan en el espejo de plata (M2) y pasan nuevamente por la HWP3, haciendo que el ángulo de polarización de salida de los campos bombeo y acompañante sea el mismo con el que venían inicialmente. Sin embargo, el fabricante de la placa de media onda no reporta cuál es su retardo de onda por debajo de 700 nm, la cual podría comportarse como una placa retardadora λ/x , lo que produciría tanto un cambio en el estado de polarización como en la fase y daría una explicación a los resultados experimentales obtenidos en la figura 48. Para tratar de responder a este interrogante se planteó la siguiente hipótesis:

- Para que se pueda generar el estado de vacío comprimido y medirlo, se requiere que los fotones señal y acompañante a la entrada del amplificador paramétrico se modulen en fase con respecto

al bombeo. Si la HWP3 no tiene efecto para los campos bombeo y acompañante, podemos suponer que entre estos campos existe una relación de fase y que la placa HWP3 para el campo señal introduce un retraso de fase, la cual le permite cambiar la fase relativa θ entre los campos bombeo y acompañante.

La medición experimental para un ángulo $\theta = 0^\circ$ indica la amplificación de una cuadratura y para un ángulo $\theta = 90^\circ$ indica la amplificación de la cuadratura ortogonal. Debido a que no se logró medir el nivel de vacío Z_{si} (ver figura 47), no se tiene una referencia si la cuadratura ortogonal ($\theta = 90^\circ$) está por debajo del nivel de vacío. Sin embargo, el estudio teórico para los tres casos que involucra diferentes casos de estudio de los modos TMs mostrados en las figuras 43, 44 y 45, muestran un comportamiento similar al obtenido experimentalmente y mostrado en la figura 48. Por otro lado, el estudio numérico muestra que el nivel de vacío se encuentra en medio de los ángulos $\theta = 22.5^\circ$ y $\theta = 67.5^\circ$ y, por lo tanto, los niveles mínimos para $\theta = 90^\circ$ se sitúan por debajo del nivel del vacío, lo cual indica que los resultados experimentales evidencian un estado comprimido. Sin embargo, al no tener la referencia del nivel de vacío, no es posible cuantificar el grado de compresión y se requieren más estudios y análisis para su confirmación.

Capítulo 5. Conclusiones

En esta tesis se estudió el fenómeno de amplificación paramétrica sensible a la fase en una fibra de cristal fotónico birrefringente de núcleo sólido y en una de núcleo hueco rellena de acetileno para la generación de estados de luz de vacío comprimido. Los resultados obtenidos cumplen con los objetivos generales y específicos planteados.

En particular, de la parte de trabajo dedicada a los estudios en la fibra de cristal fotónico birrefringente se concluye lo siguiente:

Se logró implementar un arreglo óptico eficiente para la caracterización de la dispersión de la fibra de cristal fotónico, lo cual permitió identificar las propiedades dispersivas de la fibra, esenciales para optimizar el mezclado de cuatro ondas y la amplificación paramétrica.

El estudio del proceso de amplificación paramétrica homodina en una fibra óptica reveló cómo la amplificación paramétrica puede ser controlada mediante la fase relativa entre los campos de interacción del mezclado de cuatro ondas. Los resultados teóricos y experimentales demostraron la amplificación paramétrica sensible a la fase, destacando la importancia de la sintonización precisa de la fase para lograr la compresión de la cuadratura deseada.

Se implementó un experimento para medir las cuadraturas de un estado cuántico utilizando amplificación óptica paramétrica en una fibra de cristal fotónico birrefringente. Las mediciones espectrográficas revelaron la presencia de estados comprimidos, aunque la cuantificación del grado de compresión fue limitada debido a dificultades experimentales en la medición del nivel de vacío. A pesar de estas limitaciones, los resultados mostraron la amplificación de cuadraturas y confirmaron la teoría detrás de la amplificación paramétrica, la cual estimó una compresión de las cuadraturas de $\langle \hat{X}_1^\dagger \hat{X}_1 \rangle = 0.759$ y $\langle \hat{Y}_1^\dagger \hat{Y}_1 \rangle = 1.3174$.

Asimismo, se llevaron a cabo unos experimentos utilizando una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco rellena de acetileno para evaluar la amplificación paramétrica en el rango espectral de 1510-1540 nm. En particular:

Se realizó una caracterización de la celda HC-PCF rellena con acetileno para diferentes presiones de gas (0.4-1.5 Torr) y diferentes potencias del láser incidentes (hasta 2.5 W) para una longitud de onda de

1530.37 nm de la transición resonante rotacional-vibracional P9 del acetileno. Por primera vez, se midió la dependencia de la presión de la absorbancia y de la potencia de saturación de acetileno en la celda.

Para el estudio experimental de la transformación de modulación de amplitud de onda incidente a la modulación de fase por la celda de acetileno, como elemento óptico altamente dispersivo y sintonizable, se propuso y se utilizó un anillo de fibra óptica resonante en el régimen de acoplamiento crítico.

La comparación de los resultados experimentales en la detección de las transformaciones de modulación de amplitud y fase de la onda de bombeo con los resultados del análisis teórico basado en las ecuaciones de Bloch nos permitió evaluar el factor de ganancia paramétrica experimental de $g \approx 0.1$ para una presión de gas de 1 Torr en la celda de 1.27 metros de longitud, bombeada con una potencia óptica máxima de aproximadamente 100 mW.

El análisis y evaluación de la posibilidad del uso de la amplificación paramétrica sensible a la fase en la celda rellena de acetileno para la generación de estados comprimidos mostró que, aunque se espera que las características de compresión y el factor de ganancia paramétrica sean mayores en el caso resonante, se necesita una mayor presión de acetileno en la celda, aumentar su longitud y mayores potencias de bombeo para optimizar los resultados. En el caso no resonante, la caracterización de la compresión se determinó utilizando la descomposición de Schmid para evaluar el sFWM y la evaluación de las intensidades de cuadratura a partir de la inclusión de los modos temporales al amplificador paramétrico, obteniéndose un valor máximo del factor de ganancia para el modo fundamental de $g \approx 0.13$.

Los resultados obtenidos representan un avance significativo en la generación y caracterización de estados comprimidos. La capacidad de controlar los parámetros de compresión a través de parámetros externos, como la fase del bombeo y la presión del gas, abre nuevas posibilidades para la optimización de técnicas de amplificación paramétrica en las configuraciones de fibra óptica resonante y no resonante. Estos hallazgos contribuyen al entendimiento y desarrollo de tecnologías avanzadas en óptica cuántica, con aplicaciones potenciales en metrología y computación cuántica. La tesis demuestra que tanto la amplificación paramétrica en medios resonantes como no resonantes puede ser utilizada eficazmente para la generación de estados de luz comprimida, subrayando la importancia de la configuración experimental precisa y el control de los parámetros de operación.

Los resultados principales de este trabajado de tesis fueron reportados en una conferencia internacional de prestigio, Photonics West (SPIE Quantum West, 2024, San Francisco, California, United States) y su

respectiva publicación en el proceedings: Quantum Sensing, Imaging, and Precision Metrology II (<https://doi.org/10.1117/12.3012363>). Dos artículos, basados en los resultados de este trabajo, también están en proceso de preparación.

5.1 Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro se plantea lo siguiente:

Evaluar la respuesta óptica para una nueva celda HC-PCF rellena con acetileno con mayor longitud y para potencias de bombeo y presiones superiores, con la finalidad de amplificar el efecto de amplificación paramétrica en el medio no lineal del acetileno.

Investigar la naturaleza y los niveles de ruido óptico dominantes en las celdas de acetileno, lo cual también determinará la posibilidad de usar esta configuración para la generación de estados de luz comprimida.

Optimizar las pérdidas externas introducidas y las variaciones de temperatura en la cavidad de anillo de fibra óptica para maximizar las propiedades dispersivas de la cavidad, lo cual mejorará el proceso de detección de modulación de fase a modulación en amplitud.

Evaluar la posibilidad de utilizar un espejo parabólico para la redirección de los campos bombeo, señal y acompañante en su respectivo acoplamiento a la PCF, con el objetivo de acoplar de manera eficiente los tres campos de diferentes longitudes de onda en la PCF y maximizar el proceso de amplificación paramétrica.

Reconstruir el montaje experimental planteado para medir las cuadraturas de un estado cuántico mediante amplificación óptica paramétrica a partir del sFWM en la PCF, donde después de la etapa de generación del estado comprimido se separen los fotones señal y acompañante del bombeo utilizando un filtro Notch. Esto permitirá controlar de manera independiente la fase del bombeo utilizando una placa de cuarto de onda y sintonizar de manera eficiente la cuadratura deseada. Esta misma metodología experimental podría ser evaluada para la generación de estados de vacío comprimido en la banda de telecomunicaciones, lo cual, a partir de los diagramas de empatamiento de fase calculados para la PCF, muestra la emisión de fotones en este rango espectral.

Literatura citada

- Aasi, J., Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Abernathy, M. R., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Affeldt, C., Aguiar, O. D., Ajith, P., Allen, B., Amador Ceron, E., Amariutei, D., Anderson, S. B., Anderson, W. G., Arai, K., ... Kim, N. (2013). Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light. *Nature Photonics*, 7(8), 613–619. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.177>
- Agrawal, G. P. (2013). *Nonlinear Fiber Optics*. (5th ed). Elsevier Science. <https://doi.org/10.1016/C2011-0-00045-5>
- Agrawal, G. P. (2019a). Chapter 1 - Introduction. In G. P. Agrawal (Ed.), *Nonlinear Fiber Optics* (6th ed) (pp. 1–25). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-817042-7.00008-7>
- Agrawal, G. P. (2019b). Chapter 10 - Four-wave mixing. In G. P. Agrawal (Ed.), *Nonlinear Fiber Optics* (6th ed) (pp. 401–462). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-817042-7.00017-8>.
- Aguiar-Alvarado, A. L., Domínguez-Serna, F., Cruz, W. D. La, & Garay-Palmett, K. (2022). An integrated photonic circuit for color qubit preparation by third-order nonlinear interactions. *Scientific Reports*, 12(1). <https://doi.org/10.1038/s41598-022-09116-w>
- Aguilar, E., Stepanov, S., & Hernandez, E. (2020). High-resolution adaptive interferometer with dynamic population grating recorded at 1064 nm in ytterbium-doped fiber. *Applied Optics*, 59(20), 6131–6137. <https://doi.org/10.1364/ao.394478>
- Allen, L., & Eberly, J. H. (1987). *Optical Resonance and Two-level Atoms*. Dover. <https://books.google.com.co/books?id=1q0ae-XNmWwC>
- Andersen, U. L., Neergaard-Nielsen, J. S., van Loock, P., & Furusawa, A. (2015). Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information. *Nature Physics*, 11(9), 713–719. <https://doi.org/10.1038/nphys3410>
- Atkins, R. M. (1992). Measurement of the ultraviolet absorption spectrum of optical fibers. *Optics Letters*, 17(7), 469–471. <https://doi.org/10.1364/OL.17.000469>
- Azhar, M., Wong, G. K. L., Chang, W., Joly, N. Y., & Russell, P. S. J. (2013). Raman-free nonlinear optical effects in high pressure gas-filled hollow core PCF. *Optics Express*, 21(4), 4405–4410. <https://doi.org/10.1364/OE.21.004405>
- Bai, N., Ip, E., Huang, Y.-K., Mateo, E., Yaman, F., Li, M.-J., Bickham, S., Ten, S., Liñares, J., Montero, C., Moreno, V., Prieto, X., Tse, V., Man Chung, K., Lau, A. P. T., Tam, H.-Y., Lu, C., Luo, Y., Peng, G.-D., ... Wang, T. (2012). Mode-division multiplexed transmission with inline few-mode fiber amplifier. *Optics Express*, 20(3), 2668–2680. <https://doi.org/10.1364/OE.20.002668>
- Benabid, F., Couy, F., Knight, J. C., Birks, T. A., & Russell, P. S. J. (2005). Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434(7032), 488–491. <https://doi.org/10.1038/nature03349>

- Benabid, F., Knight, J. C., Antonopoulos, G., & Russell, P. St. J. (2002). Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. *Science*, 298(5592), 399–402. <https://doi.org/10.1126/science.1076408>
- Berenger, J.-P. (1994). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2), 185–200. <https://doi.org/https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1159>
- Bondurant, R. S., Prem Kumar, Shapiro, J. H., & Maeda, M. (1984). Degenerate four-wave mixing as a possible source of squeezed-state light. *Physical Review A*, 30(1), 343–353. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.30.343>
- Bondurant, R. S., & Shapiro, J. H. (1984). Squeezed states in phase-sensing interferometers. *Physical Review D*, 30(12), 2548–2556. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.2548>
- Borrero Landazabal, D., Meza Olivo, A. A., Garay Palmett, K., & Salas Montiel, R. (2019). Reduction of the fluorescence lifetime of quantum dots in presence of plasmonic nanostructures. *Journal of Physics: Conference Series*, 1159(1). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1159/1/012004>
- Boyd, R. W. (2008). Chapter 6 - Nonlinear Optics in the Two-Level Approximation. In R. W. Boyd (Ed.), *Nonlinear Optics* (3th ed) (pp. 277–328). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-369470-6.00006-X>.
- Boyd, R. W. (2003). Chapter 4 - The Intensity-Dependent Refractive Index. In R. W. Boyd (Ed.), *Nonlinear Optics* (2th ed) (pp. 189–235). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-121682-5/50005-5>
- Boyer, V., Marino, A. M., Pooser, R. C., & Lett, P. D. (2008). Entangled Images from Four-Wave Mixing. *Science*, 321(5888), 544–547. <https://doi.org/10.1126/science.1158275>
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., & Hernández, E. (2017). Pulsed-induced electromagnetically induced transparency in the acetylene-filled hollow-core fibers. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 123(6). <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6744-5>
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., & Hernandez, E. (2019). Utilizing phase memory of a two-level quantum system for adaptive homodyne detection of optical phase modulation. *Journal of Optics*, 21(4), 045201-12. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab0bf5>
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., & Hernández, E. (2019a). Self-referencing mW-scale detection of sub-ns optical phase modulation in acetylene at 1530 nm. *Applied Optics*, 58(24), 6495-6503. <https://doi.org/10.1364/ao.58.006495>
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., & Hernández, E. (2021). Polarization hole burning and self-rotation of the polarization ellipse in an acetylene-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Journal of the Optical Society of America B*, 38(1), 129-138. <https://doi.org/10.1364/josab.405882>
- Casillas Rodriguez, N. (2020). Investigation of coherent quantum effects in acetylene-filled microstructured fibers for interferometric applications. [Thesis Doctor of Science. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio Institucional <https://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3707>

- Caves, C. M. (1981). Quantum-mechanical noise in an interferometer. *Physical Review D*, 23(8), 1693–1708. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1693>
- Chang, W. S. C. (2005). *Principles of Lasers and Optics*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511755712>
- Couny, F., Benabid, F., & Light, P. S. (2006). Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 31(24), 3574–3576. <https://doi.org/10.1364/OL.31.003574>
- Cruz-Delgado, D., Monroy-Ruz, J., Barragan, A. M., Ortiz-Ricardo, E., Cruz-Ramirez, H., Ramirez-Alarcon, R., Garay-Palmett, K., & U'Ren, A. B. (2014). Configurable spatiotemporal properties in a photon-pair source based on spontaneous four-wave mixing with multiple transverse modes. *Optics Letters*, 39(12), 3583-3586. <https://doi.org/10.1364/ol.39.003583>
- Cruz-Delgado, D., Ramirez-Alarcon, R., Ortiz-Ricardo, E., Monroy-Ruz, J., Dominguez-Serna, F., Cruz-Ramirez, H., Garay-Palmett, K., & U'Ren, A. B. (2016). Fiber-based photon-pair source capable of hybrid entanglement in frequency and transverse mode, controllably scalable to higher dimensions. *Scientific Reports*, 6(1), 27377. <https://doi.org/10.1038/srep27377>
- De la Torre-Robles, D., Dominguez-Serna, F., Osorio, G. L., U'Ren, A. B., Bermudez, D., & Garay-Palmett, K. (2021). Frequency and polarization emission properties of a photon-pair source based on a photonic crystal fiber. *Scientific Reports*, 11(1), 18092. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97563-2>
- Degen, C. L., Reinhard, F., & Cappellaro, P. (2017). Quantum sensing. *Reviews of Modern Physics*, 89(3), 035002. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.035002>
- Domínguez-Serna, F. A., & Garay-Palmett, K. (2021). Quantum state preparation and one qubit logic from third-order nonlinear interactions. *Journal of the Optical Society of America B*, 38(8), 2277-2283. <https://doi.org/10.1364/josab.424374>
- Domínguez-Serna, F., & Garay-Palmett, K. (2020). Single qubit preparation and quantum gates from third order nonlinear optics. *Frontiers in Optics / Laser Science*, B. Lee, C. Mazzali, K. Corwin, and R. Jason Jones, eds., OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2020), paper JM6A.25. <https://doi.org/10.1364/FIO.2020.JM6A.25>
- Dong, R., Heersink, J., Corney, J. F., Drummond, P. D., Andersen, U. L., & Leuchs, G. (2008). Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers. *Optics Letters*, 33(2), 116–118. <https://doi.org/10.1364/OL.33.000116>
- Eberle, T., Steinlechner, S., Bauchrowitz, J., Händchen, V., Vahlbruch, H., Mehmet, M., Müller-Ebhardt, H., & Schnabel, R. (2010). Quantum Enhancement of the Zero-Area Sagnac Interferometer Topology for Gravitational Wave Detection. *Physical Review Letters*, 104(25), 251102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.251102>
- Feynman, R. P., Vernon Jr., F. L., & Hellwarth, R. W. (1957). Geometrical Representation of the Schrödinger Equation for Solving Maser Problems. *Journal of Applied Physics*, 28(1), 49–52. <https://doi.org/10.1063/1.1722572>
- Flamini, F., Spagnolo, N., & Sciarrino, F. (2019). Photonic quantum information processing: *Institute of Physics Publishing*, 82(1), 016001 <https://doi.org/10.1088/1361-6633/aad5b2>

- Fox, M. (2006). *Quantum Optics: An Introduction*. Oxford University Press. <https://doi.org/10.1093/oso/9780198566724.001.0001>
- Garay-Palmett, K., Cruz-Delgado, D., Dominguez-Serna, F., Ortiz-Ricardo, E., Monroy-Ruz, J., Cruz-Ramirez, H., Ramirez-Alarcon, R., & U'Ren, A. B. (2016). Photon-pair generation by intermodal spontaneous four-wave mixing in birefringent, weakly guiding optical fibers. *Physical Review A*, *93*(3). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.033810>
- Garay-Palmett, K., Kim, D. B., Zhang, Y., Domínguez-Serna, F. A., Lorenz, V. O., & U'Ren, A. B. (2023). *Fiber-based photon-pair generation: tutorial*. *Journal of the Optical Society of America B*, *40*(3), 469–490. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.478008>
- Garay-Palmett, K., McGuinness, H. J., Cohen, O., Lundeen, J. S., Rangel-Rojo, R., U'Ren, A. B., Raymer, M. G., McKinstrie, C. J., Radic, S., & Walmsley, I. A. (2007). Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber. *Optics Express*, *15*(22), 14870–14886. <https://doi.org/10.1364/OE.15.014870>
- Ghosh, S., Bhagwat, A. R., Renshaw, C. K., Goh, S., Gaeta, A. L., & Kirby, B. J. (2006). Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber. *Physical Review Letters*, *97*(2), 023603. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.023603>
- Ghosh, S., Sharping, J. E., Ouzounov, D. G., & Gaeta, A. L. (2005). Resonant Optical Interactions with Molecules Confined in Photonic Band-Gap Fibers. *Physical Review Letters*, *94*(9), 093902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.093902>
- Giovannetti, V., Lloyd, S., & Maccone, L. (2006). Quantum Metrology. *Physical Review Letters*, *96*(1), 010401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.010401>
- Giovannetti, V., Lloyd, S., & Maccone, L. (2011). Advances in quantum metrology. *Nature Photonics*, *5*(4), 222–229. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.35>
- Grote, H., Danzmann, K., Dooley, K. L., Schnabel, R., Slutsky, J., & Vahlbruch, H. (2013). First Long-Term Application of Squeezed States of Light in a Gravitational-Wave Observatory. *Physical Review Letters*, *110*(18), 181101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.181101>
- Heebner, J. E., & Boyd, R. W. (1999). Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator. *Optics Letters*, *24*(12), 847–849. <https://doi.org/10.1364/OL.24.000847>
- Heebner, J. E., Wong, V., Schweinsberg, A., Boyd, R. W., & Jackson, D. J. (2004). Optical transmission characteristics of fiber ring resonators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, *40*(6), 726–730. <https://doi.org/10.1109/JQE.2004.828232>
- Heinze, J., Willke, B., & Vahlbruch, H. (2022). Observation of Squeezed States of Light in Higher-Order Hermite-Gaussian Modes with a Quantum Noise Reduction of up to 10 dB. *Physical Review Letters*, *128*(8), 083606. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.083606>
- Henningsen, J., & Hald, J. (2008). Dynamics of gas flow in hollow core photonic bandgap fibers. *Applied Optics*, *47*(15), 2790–2797. <https://doi.org/10.1364/AO.47.002790>

- Henningsen, J., Hald, J., & Petersen, J. C. (2005). Saturated absorption in acetylene and hydrogen cyanide in hollow-core photonic bandgap fibers. *Optics Express*, 13(26), 10475–10482. <https://doi.org/10.1364/OPEX.13.010475>
- Herzberg, G., & Spinks, J. W. T. (1939). *Molecular Spectra and Molecular Structure: Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules*. Prentice-Hall. <https://books.google.com.co/books?id=-34fAQAAMAAJ>
- Hillman, L. W., Boyd, R. W., & Stroud, C. R. (1982). Natural modes for the analysis of optical bistability and laser instability. *Optics Letters*, 7(9), 426–428. <https://doi.org/10.1364/OL.7.000426>
- Hsu, J.-M., Yao, C.-W., & Chen, J.-Z. (2015). Wavelength-Tunable Dispersion Compensating Photonic Crystal Fibers Suitable for Conventional/Coarse Wavelength Division Multiplexing Systems. *Journal of Lightwave Technology*, 33(11), 2240–2245. <https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2380439>
- Icsevci, A., & Lamb, W. E. (1969). Propagation of light pulses in a laser amplifier. *Physical Review*, 185(2), 517–545. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.185.517>
- Karlitschek, P., Hillrichs, G., & Klein, K.-F. (1995). Photodegradation and nonlinear effects in optical fibers induced by pulsed uv-laser radiation. *Optics Communications*, 116(1), 219–230. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0030-4018\(95\)00057-F](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0030-4018(95)00057-F)
- Kaubruegger, R., Silvi, P., Kokail, C., van Bijnen, R., Rey, A. M., Ye, J., Kaufman, A. M., & Zoller, P. (2019). Variational Spin-Squeezing Algorithms on Programmable Quantum Sensors. *Physical Review Letters*, 123(26), 260505. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.260505>
- Knight, J. C. (2003). Photonic crystal fibres. *Nature*, 424, 847–851. <https://doi.org/10.1038/nature01940>
- Knight, J. C., Birks, T. A., Cregan, R. F., Russell, P. St. J., & de Sandro, J.-P. (1999). Photonic crystals as optical fibres – physics and applications. *Optical Materials*, 11(2), 143–151. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0925-3467\(98\)00040-8](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0925-3467(98)00040-8)
- Levandovsky, D., Vasilyev, M., & Kumar, P. (1999). Amplitude squeezing of light by means of a phase-sensitive fiber parametric amplifier. *Optics Letters*, 24(14), 984–986. <https://doi.org/10.1364/OL.24.000984>
- Levenson, M. D., Shelby, R. M., & Perlmutter, S. H. (1985). Squeezing of classical noise by nondegenerate four-wave mixing in an optical fiber. *Optics Letters*, 10(10), 514–516. <https://doi.org/10.1364/OL.10.000514>
- Löffler, W., Euser, T. G., Eliel, E. R., Scharrer, M., Russell, P. St. J., & Woerdman, J. P. (2011). Fiber Transport of Spatially Entangled Photons. *Physical Review Letters*, 106(24), 240505. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.240505>
- Lvovsky, A. I. (2015). *Squeezed Light*. In Photonics, D.L. Andrews (Ed.) (pp. 121–163). <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/9781119009719.ch5>
- Machida, S., Yamamoto, Y., & Itaya, Y. (1987). Observation of amplitude squeezing in a constant-current-driven semiconductor laser. *Physical Review Letters*, 58(10), 1000–1003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1000>

- Malitson, I. H. (1965). Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *Journal of the Optical Society of America*, 55(10), 1205–1209. <https://doi.org/10.1364/JOSA.55.001205>
- Marhic, M. E., Kalogerakis, G., Wong, K. K. -Y., & Kazovsky, L. G. (2005). Pump-to-signal transfer of low-frequency intensity modulation in fiber optical parametric amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 23(3), 1049–1055. <https://doi.org/10.1109/JLT.2004.840005>
- Marino, A. M., C. R. Stroud, Jr., Wong, V., Bennink, R. S., & Boyd, R. W. (2007). Bichromatic local oscillator for detection of two-mode squeezed states of light. *Journal of the Optical Society of America B*, 24(2), 335–339. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.24.000335>
- McKinstrie, C. J., Ott, J. R., & Karlsson, M. (2013). Schmidt decompositions of parametric processes II: Vector four-wave mixing. *Optics Express*, 21(9), 11009–11020. <https://doi.org/10.1364/OE.21.011009>
- McMillan, A., Huang, Y.-P., Bell, B., Clark, A., Kumar, P., & Rarity, J. (2013). Chapter 12 - Four-Wave Mixing in Single-Mode Optical Fibers. In A. Migdall, S. V Polyakov, J. Fan, & J. C. Bienfang (Eds.), *Experimental Methods in the Physical Sciences* (pp. 411–465). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-387695-9.00012-3>
- New, G. (2011). *Introduction to Nonlinear Optics*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511975851>
- Ocegueda, M., Hernandez, E., Stepanov, S., Agruzov, P., & Shamray, A. (2014). Nonstationary coherent optical effects caused by pulse propagation through acetylene-filled hollow-core photonic-crystal fibers. *Physical Review A*, 89(6). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.89.063403>
- Ocegueda, M., Hernández, E., Stepanov, S., Agruzov, P., & Shamray, A. (2014). Photon Echo in acetylene-filled hollow-core photonic crystal fibers. *Latin America Optics and Photonics Conference, LTu3C.3*. <https://doi.org/10.1364/LAOP.2014.LTu3C.3>
- Ocegueda, M., Stepanov, S., Casillas, N., & Hernández, E. (2018). Optical nutation in acetylene-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Journal of Applied Physics*, 123(2), 023101. <https://doi.org/10.1063/1.5004179>
- Ocegueda, M., Stepanov, S., Díaz, J. I., Casillas, N., Hernández, E., & Iglesias, P. (2020). Delayed optical nutation inside a hollow-core photonic crystal fiber filled with acetylene. *Journal of Applied Physics*, 127(24), 243101. <https://doi.org/10.1063/5.0006931>
- Ocegueda M.I. (2015). Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno. [Tesis de doctorado en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio Institucional <https://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/553>
- Osorio G.L. (2021). Reconstrucción de estados cuánticos resueltos en el tiempo mediante tomografía homodina. [Tesis de maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio Institucional <https://cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3611>
- P.A.M. Dirac. (1927). The quantum theory of the emission and absorption of radiation. *Royal Society*, 114(767), 243–265. <https://doi.org/10.1098/rspa.1927.0039>

- Pässler, P., Hefner, W., Buckl, K., Meinass, H., Meiswinkel, A., Wernicke, H.-J., Ebersberg, G., Müller, R., Bässler, J., Behringer, H., & Mayer, D. (2011). Acetylene. In *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*. https://doi.org/10.1002/14356007.a01_097.pub4
- Powers, P.E., & Haus, J.W. (2017). *Fundamentals of Nonlinear Optics* (2th ed). <https://doi.org/https://doi.org/10.1201/9781315116433>
- Pirandola, S., Bardhan, B. R., Gehring, T., Weedbrook, C., & Lloyd, S. (2018). Advances in photonic quantum sensing. *Nature Photonics*, 12(12), 724–733. <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0301-6>
- Polino, E., Valeri, M., Spagnolo, N., & Sciarrino, F. (2020). Photonic quantum metrology. In *American Vacuum Society Quantum Science*, 2(2), 024703. <https://doi.org/10.1116/5.0007577>
- Reyes-Vera, E., Úsuga-Restrepo, J., Jiménez-Durango, C., Montoya-Cardona, J., & Gómez-Cardona, N. (2018). Design of Low-loss and Highly Birefringent Porous-Core Photonic Crystal Fiber and Its Application to Terahertz Polarization Beam Splitter. *IEEE Photonics Journal*, 10(4), 1–13. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2860251>
- Russell, P. (2003). Photonic Crystal Fibers. *Science*, 299(5605), 358–362. <https://doi.org/10.1126/science.1079280>
- Russell, P. St. J. (2006). Photonic-Crystal Fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12), 4729–4749. <https://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?URI=jlt-24-12-4729>
- Russell, P. St. J., Hölzer, P., Chang, W., Abdolvand, A., & Travers, J. C. (2014). Hollow-core photonic crystal fibres for gas-based nonlinear optics. *Nature Photonics*, 8(4), 278–286. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.312>
- Schindelin, J., Arganda-Carreras, I., Frise, E., Kaynig, V., Longair, M., Pietzsch, T., Preibisch, S., Rueden, C., Saalfeld, S., Schmid, B., Tinevez, J.-Y., White, D. J., Hartenstein, V., Eliceiri, K., Tomancak, P., & Cardona, A. (2012). Fiji: an open-source platform for biological-image analysis. *Nature Methods*, 9(7), 676–682. <https://doi.org/10.1038/nmeth.2019>
- Shaked, Y., Michael, Y., Vered, R. Z., Bello, L., Rosenbluh, M., & Pe'er, A. (2018). Lifting the bandwidth limit of optical homodyne measurement with broadband parametric amplification. *Nature Communications*, 9(1), 609. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03083-5>
- Shelby, R. M., Levenson, M. D., Perlmutter, S. H., DeVoe, R. G., & Walls, D. F. (1986). Broad-Band Parametric Deamplification of Quantum Noise in an Optical Fiber. *Physical Review Letters*, 57(6), 691–694. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.691>
- Shimoda, K. (1976). Line broadening and narrowing effects. In K. Shimoda (Ed.), *High-Resolution Laser Spectroscopy* (pp. 11–49). Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3540077197_18
- Shimoda, K. (1984). *Introduction to Laser Physics*. Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-38954-5>
- Shlyagina, A., & Stepanov, S. (2014). Optically controlled light-pulse propagation in closed-loop configuration with saturable erbium-doped fiber. *Journal of the Optical Society of America B*, 31(10), 2414–2418. <https://doi.org/10.1364/josab.31.002414>

- Shoemaker, R. L. (1978). Coherent Transient Infrared Spectroscopy. In J. I. Steinfeld (Ed.), *Laser and Coherence Spectroscopy* (pp. 197–371). Springer US. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-2352-5_3
- Sillard, P. (2011). New fibers for ultra-high-capacity transport. *Optical Fiber Technology*, 17(5), 495–502. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.yofte.2011.07.002>
- Slusher, R. E., Hollberg, L. W., Yurke, B., Mertz, J. C., & Valley, J. F. (1985). Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity. *Physical Review Letters*, 55(22), 2409–2412. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2409>
- Stepanov, S., Hernandez-Hernandez, E., Dominguez Serna, F., & Garay-Palmett, K. (2024). Low-frequency parametric amplification in saturable ytterbium-doped fibers at 1064nm. *Journal of the Optical Society of America B*, 1774-1781. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.524425>
- Straughan, B. P., & Walker, S. (1976). *Spectroscopy*, 3. Chapman and Hall. [https://doi.org/10.1007/978-94-009-5741-](https://doi.org/10.1007/978-94-009-5741-009-5741-)
- Svanberg, S. (2012). *Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications*. Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-18520-5>
- Swann, W. C., & Gilbert, S. L. (2000). Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(7), 1263–1270. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.17.001263>
- Takeo, Y., Yukawa, M., Yonezawa, H., & Furusawa, A. (2007). Observation of -9 dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement. *Optics Express*, 15(7), 4321–4327. <https://doi.org/10.1364/OE.15.004321>
- Takiguchi, M., Yoshikawa, Y., Yamamoto, T., Nakayama, K., & Kuga, T. (2011). Saturated absorption spectroscopy of acetylene molecules with an optical nanofiber. *Optics Letters*, 36(7), 1254–1256. <https://doi.org/10.1364/OL.36.001254>
- Tan, C. Z. (1998). Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 223(1), 158–163. [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(97\)00438-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(97)00438-9)
- Taylor, M. A., & Bowen, W. P. (2016). Quantum metrology and its application in biology. *Physics Reports*, 615, 1–59. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2015.12.002>
- Thapa, R., Knabe, K., Faheem, M., Naweed, A., Weaver, O. L., & Corwin, K. L. (2006). Saturated absorption spectroscopy of acetylene gas inside large-core photonic bandgap fiber. *Optics Letters*, 31(16), 2489–2491. <https://doi.org/10.1364/OL.31.002489>
- Wang, Y., Alharbi, M., Bradley, T. D., Fourcade-Dutin, C., Debord, B., Beaudou, B., Gerôme, F., & Benabid, F. (2013). Hollow-core photonic crystal fibre for high power laser beam delivery. *High Power Laser Science and Engineering*, 1(1), 17–28. <https://doi.org/10.1017/hpl.2013.3>
- Wang, Y., Ma, G., Zheng, D., Qin, W., Jiang, J., Zhou, H., & Yan, C. (2021). Transformer oil-dissolved acetylene detection with photonic crystal fiber loop ringdown spectroscopy. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 346, 130590. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.130590>

- Wang, Y., & Song, X. (2020). Quantum Science and Quantum Technology. *Statistical Science*, 35(1), 51–74. <https://www.jstor.org/stable/26997878>
- Weisskopf, V., & Wigner, E. (1930). Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie. *Zeitschrift Für Physik*, 63(1), 54–73. <https://doi.org/10.1007/BF01336768>
- Werner, M. J., Raymer, M. G., Beck, M., & Drummond, P. D. (1995). Ultrashort pulsed squeezing by optical parametric amplification. *Physical Review A*, 52(5), 4202–4213. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.52.4202>
- Wu, L.-A., Kimble, H. J., Hall, J. L., & Wu, H. (1986). Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion. *Physical Review Letters*, 57(20), 2520–2523. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2520>
- Xiao, L., Demokan, M. S., Jin, W., Wang, Y., & Zhao, C.-L. (2007). Fusion Splicing Photonic Crystal Fibers and Conventional Single-Mode Fibers: Microhole Collapse Effect. *Journal of Lightwave Technology*, 25(11), 3563–3574. <https://doi.org/10.1109/JLT.2007.907787>
- Yurke, B., Corruccini, L. R., Kaminsky, P. G., Rupp, L. W., Smith, A. D., Silver, A. H., Simon, R. W., & Whittaker, E. A. (1989). Observation of parametric amplification and deamplification in a Josephson parametric amplifier. *Physical Review A*, 39(5), 2519–2533. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.39.2519>
- Zeilinger, A. (1981). General properties of lossless beam splitters in interferometry. *American Journal of Physics*, 49(9), 882–883. <https://doi.org/10.1119/1.12387>
- Zhao, J., Liu, K., Jeng, H., Gu, M., Thompson, J., Lam, P. K., & Assad, S. M. (2020). A high-fidelity heralded quantum squeezing gate. *Nature Photonics*, 14(5), 306–309. <https://doi.org/10.1038/s41566-020-0592-2>