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 SECIHTI (Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación).

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 de Autor.

CICESE © 2025, Todos los Derechos Reservados, CICESE

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



Maestría en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física

Traslación espectral de estados fotónicos por medio del proceso de generación de diferencia de frecuencias

Tesis

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

Presenta:

Arturo García Zurita

Ensenada, Baja California, México

2025

Tesis defendida por

Arturo García Zurita

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Karina Garay Palmett Directora de tesis

Dr. Raúl Rangel Rojo

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna Dra. Paulina Segovia Olvera

Dra. Patricia Juárez Camacho



Dr. Daniel Jáuregui Vázquez Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Ana Denise Re Araujo Directora de Estudios de Posgrado

Copyright © 2025, Todos los Derechos Reservados, CICESE Prohibida su reproducción parcial o total sin la autorización por escrito del CICESE Resumen de la tesis que presenta Arturo García Zurita como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Ópticacon orientación en Óptica Física.

Traslación espectral de estados fotónicos por medio del proceso de generación de diferencia de frecuencias

Resumen aprobado por:

Dra. Karina Garay Palmett Directora de tesis

En respuesta a la creciente demanda de tecnologías emergentes como la computación cuántica, los estados de luz no clásicos se han convertido en un recurso clave para procesar información de manera más eficiente. En este contexto, es fundamental implementar procesos que permitan la manipulación de sistemas fotónicos. En este trabajo de tesis se describe el diseño e implementación de un proyecto para la demostración del fenómeno de traslación espectral de un campo óptico, como resultado del proceso no lineal de tercer orden conocido como generación de diferencia de frecuencias. Este fenómeno consiste en la aniquilación de un fotón señal de entrada con una frecuencia específica y la creación subsecuente de un fotón de salida con una frecuencia distinta, pero que preserva las características del estado fotónico original. El diseño experimental incluye dos etapas principales. En la primera, se generan pares de fotones correlacionados en una fibra óptica birrefringente tipo "Bow-Tie", mediante el proceso de mezclado de cuatro ondas espontáneo. En la segunda etapa, del estado de dos fotones, los fotones generados en uno de los modos se dirigen a una segunda fibra birrefringente, específicamente una fibra de cristal fotónico, donde experimentan traslación espectral mediante el proceso de generación de diferencia de frecuencias. Con el propósito de identificar las condiciones óptimas para la demostración del proceso de traslación espectral en las fibras ópticas disponibles, se realizaron simulaciones del empatamiento de fases para los dos procesos no lineales involucrados en la propuesta experimental. Asimismo, se llevaron a cabo simulaciones de las propiedades espectrales de los estados cuánticos en ambos procesos, lo que permitió validar los resultados experimentales. En el proyecto, se midieron los espectros de los estados de entrada y salida al proceso de generación de diferencia de frecuencias. La técnica utilizada para obtener los espectros fue la de conteo de fotones con resolución espectral. Los resultados obtenidos confirmaron el proceso de traslación espectral y constituyen un paso previo a una futura serie de experimentos dirigidos a la demostración de compuertas cuánticas basadas en este proceso.

Palabras clave: Traslación espectral, fibras ópticas, mezclado de cuatro ondas, generación de diferencia de frecuencias, Óptica no lineal, Óptica cuántica.

Abstract of the thesis presented by Arturo García Zurita as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

Spectral translation of photonic states via the difference-frequency generation process

Abstract approved by:

Dra. Karina Garay Palmett Thesis Director

In response to the growing demand for emerging technologies such as quantum computing, non-classical states of light have become a key resource for processing information more efficiently. In this context, it is essential to implement processes that allow the manipulation of photonic systems. This thesis describes the design and implementation of an experiment to demonstrate the phenomenon of spectral translation of an optical field due to the third-order nonlinear process known as difference frequency generation. This phenomenon consists of the annihilation of an input signal photon with a specific frequency and the subsequent creation of an output photon with a different frequency, but which preserves the characteristics of the original photonic state. The designed project includes two main stages. In the first stage, correlated photon pairs are generated in a birefringent "Bow-Tie" optical fiber, through the spontaneous four-wave mixing process. In the second stage, of the two-photon state, the photons generated in one of the modes are directed to a second birefringent fiber, specifically a photonic crystal fiber, where they undergo spectral translation through the difference frequency generation process. Phasematching simulations were performed for the two nonlinear processes in the experimental proposal to identify the optimal conditions for demonstrating the spectral translation process in the available optical fibers. Likewise, simulations of the spectral properties of the quantum states in both processes were carried out, which allowed the experimental results to be validated. In the designed project, the spectra of the input and output states to the difference frequency generation process were measured by using spectrally resolved photon counting. The results confirmed the spectral translation process and constituted a preliminary step to a future series of experiments to demonstrate quantum gates based on this process.

Keywords: Spectral translation, optical fibers, four-wave mixing, frequency difference generation, nonlinear optics, quantum optics.

Dedicatoria

... y al fin, después de todo, me he mirado.
Con los ojos de todos me he mirado
y es la luz lo que emerge del abismo.
- Rosario Castellanos

A quienes fueron mi faro en la incertidumbre.

Agradecimientos

Quiero expresar mi más profundo agradecimiento a todas las personas que, de una u otra manera, han contribuido en esta etapa de mi vida.

En primer lugar, quiero agradecer a mi asesora, la Dra. Karina Garay Palmett, por su invaluable apoyo, paciencia y guía a lo largo de este trabajo. Su ejemplo, tanto profesional como personal, ha sido una fuente de inspiración, y su vasto conocimiento ha enriquecido enormemente mi formación.

Agradezco profundamente a mis sinodales, la Dra. Paulina Segovia Olvera, la Dra. Patricia Juárez Camacho, el Dr. Raúl Rangel Rojo y el Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna, cuyas aportaciones han sido sumamente valiosas e importantes para este trabajo.

De igual manera, agradezco al Dr. Francisco Domínguez y a mis compañeros del grupo LINOC, por su gran apoyo dentro y fuera del laboratorio. Ser parte de un grupo de trabajo tan cálido ha sido una experiencia enriquecedora por la que me siento profundamente afortunado.

A mis amigos, que sin su apoyo incondicional nada de esto habría sido posible. Las risas y los momentos compartidos han sido, sin duda, de lo más valioso en esta etapa de mi vida. A mi familia, a mis padres y a mi hermana, por estar siempre a mi lado y brindarme su amor y apoyo inquebrantable.

También deseo reconocer a mis profesores del posgrado, quienes con su dedicación y pasión por la enseñanza han sido pieza clave en mi formación académica.

Agradezco profundamente al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CICESE) por permitirme continuar con mi formación académica en sus instituciones.

A la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría. Número de CVU 1200679.

Por último, quiero agradecer al SECIHTI, al proyecto de ciencia de frontera CF-2023-G-687 denominado Estados comprimidos de luz para procesamiento de información cuántica y distribución de llaves cuánticas en dispositivos fotónicos integrados, por el financiamiento para terminar este trabajo.

Tabla de contenido

Página

Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	viii
Lista de tablas	×

Capítulo 1. Introducción

1.1.	Luz no clásica y su importancia	1
1.2.	Antecedentes	2
1.3.	Justificación	6
1.4.	Objetivos	7
	1.4.1. Objetivo general	7
	1.4.2. Objetivos específicos	7

Capítulo 2. Marco teórico 2.1. Óptica no lineal . .

2.1.	Optica no	lineal	8
	2.1.1. Sus	sceptibilidad eléctrica	9
	2.1.2. Me	edios no lineales y guías de onda	10
	2.1.2.1.	Guías de onda y Fibras ópticas	11
	2.1.2.2.	Pérdidas en fibras	13
	2.1.2.3.	Fibras de cristal fotónico	14
	2.1.2.4.	Fibras Ópticas que Mantienen la Polarización	16
	2.1.2.5.	Fibras ópticas tipo Bow-Tie	16
	2.1.3. Me	ezcla de cuatro ondas	17
	2.1.3.1.	Descripción cuántica del proceso SFWM	19
	2.1.4. Gei	neración de diferencia de frecuencias	20
	2.1.4.1.	Descripción cuántica del proceso DFG	21
	2.1.5. Au	to modulación de fase	24

Capítulo 3. Metodología

3.1. Técnica de cuentas de fotones con resolución espectral		
	3.1.1. Control de polarización	28
3.2.	Arreglo experimental	30
	3.2.1. Estado de entrada	32
	3.2.2. Estado de salida	34

Capítulo 4. Resultados

4.1.	Empata	amiento de fase	37
	4.1.1.	Empatamiento de fase para la generación de parejas de fotones por SFWM	37
	4.1.2.	Empatamiento de fase para el proceso SFWM en la fibra PCF	40

	4.1.3. Empatamiento de fase para el proceso DFG	43
4.2.	Empatamiento de fase Simultáneo	44
4.3.	Estado de entrada	48
	4.3.1. Fotones generados por SFWM en la fibra Bow-Tie	48
	4.3.2. Fotones generados por SFWM en la fibra PCF en la región de la traslación	
	espectral	51
	4.3.3. Ensanchamiento espectral de los campos pulsados	57
4.4.	Probabilidad de conversión espectral en el proceso de DFG	60
4.5.	Estado de salida	64
	4.5.1. Ensanchamiento del bombeo pulsado	64
	4.5.2. Modificación al estado de entrada	66
	4.5.3. Medición del estado de salida	68
	4.5.4. Variación de la potencia del bombeo pulsado	72

Capítulo 5.	Conclusiones	
5.1.	Trabajo a futuro	 . 79
Literatura ci	tada	 80

Lista de figuras

-		
F	igura	

Página

1.	Reflexión total interna.	12
2.	Espectro de atenuación típico de una fibra óptica monomodo elaborada de sílice	14
3.	Esquema de una fibra de cristal fotónico	14
4.	Esquema de la sección transversal de una fibra tipo <i>Bow-Tie</i>	17
5.	Generación de parejas de fotones por el proceso SFWM.	19
6.	Proceso de generación de diferencia de frecuencias	21
7.	Auto-modulación de fase experimentada por un pulso óptico al propagarse por un medio no lineal, sin la influencia de efectos dispersivos	26
8.	Esquema de la técnica de cuentas de fotones resueltas en espectro	28
9.	Esquema del sistema de control de polarización en una fibra birrefringente.	29
10.	Montaje experimental para la demostración de la traslación espectral de estados fotónicos mediante el proceso de generación de diferencia de frecuencias	31
11.	Esquema de la sección transversal de la fibra birrefringente tipo Bow-Tie	32
12.	Ejemplos de cuentas resultas en espectro de los fotones generados en la fibra Bow-Tie.	38
13.	Gráfica de empatamiento de fases de los cuatro procesos de SFWM en la dibra Bow-Tie.	39
14.	Gráfica de empatamiento de fase experimental y teórica para los procesos de <i>SFWM</i> copolarizados en la fibra <i>PCF</i> .	42
15.	Gráfica de empatamiento de fase teórica para el proceso DFG en la fibra PCF	43
16.	Empatamiento de fases simultáneo para los proceso SFWM y DFG	45
17.	Empatamiento de fases simultáneo para el modo acompañante generados en los procesos <i>SFWM A</i> , <i>B</i> , <i>C</i> y <i>D</i> de la fibra <i>Bow-Tie</i> .	47
18.	Espectro de fotones acompañante generados en los procesos <i>SFWM A</i> , <i>B</i> , <i>C</i> y <i>D</i> en la fibra <i>Bow-Tie</i>	49
19.	Espectro del pulso de bombeo centrado en $\lambda_{P_1}=0.75898~\mu m.$	50
20.	Espectro de fotones acompañante generados por el proceso SFWM D en la fibra Bow-Tie.	51
21.	Cuentas de fotones resultas espectralmente al final de la fibra <i>PCF</i> bombeando el láser <i>Ti:Za</i>	53
22.	Distribución espectral de la señal medida a la salida de la <i>PCF</i> con el bombeo del láser <i>Ti:Za</i> utilizando diferentes potencias	54
23.	Cuentas en función de la potencia acoplada del bombeo del láser <i>Ti:Za</i> de la señal a la salida de la <i>PCF</i> .	55
24.	Diagramas de empatamiento de fase para SFWM en la PCF con datos experimentales	56
25.	Ensanchamiento del bombeo en la fibra <i>Bow-Tie</i>	58

Figura

Página

26.	Espectro del pulso de bombeo pulsado a la salida de la <i>PCF</i> , pasando primero por la fibra <i>Bow-Tie</i>	59
27.	Ensanchamiento de los fotones generados por <i>SFWM</i> en la fibra <i>Bow-Tie</i> a través de la fibra <i>PCF</i> .	60
28.	Función de mapeo calculada	61
29.	Probabilidad de traslación espectral de los fotones de entrada en función de la potencia de entrada incidente del bombeo 1	63
30.	Ensanchamiento del bombeo 1 a través de puntos clave del arreglo experimental. \ldots .	65
31.	Espetro del estado de entrada a la salida de la <i>PCF</i>	67
32.	Espectro del estado de salida	69
33.	Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral	70
34.	Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de $225\ mW$.	73
35.	Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de $200\ mW$.	73
36.	Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de $175\ mW$.	74
37.	Cuentas en función de la potencia del bombeo 1, calculadas mediante la integración del espectro de la señal trasladada sobre la frecuencia.	75

Lista de tablas

Tabla

1.	Configuraciones de polarización de los diferentes procesos que pueden generarse en la fibra <i>PCF</i>	40
2.	Configuración óptima de empatamiento de fases simultáneo para la traslación es- pectral	48

La óptica cuántica es una disciplina en constante evolución que combina los principios de la óptica con la mecánica cuántica para estudiar fenómenos que derivan de la interacción de luz con la materia, en particular los procesos de generación y manipulación de la luz en estados no clásicos. Estos estados de luz están transformando, y prometen revolucionar aún más, nuestra capacidad para desarrollar nuevas tecnologías (Shaker et al., 2023).

1.1. Luz no clásica y su importancia

La luz no clásica se refiere a estados del campo electromagnético cuyos comportamientos no pueden explicarse mediante la óptica clásica y requieren una descripción cuántica (Leonhardt, 2010). Estos estados emergen de la cuantización del campo electromagnético y exhiben propiedades únicas sin análogo en la óptica convencional, siendo el pilar fundamental de la óptica cuántica.

Algunos ejemplos de estas propiedades de la luz no clásica son el entrelazamiento cuántico, donde los estados de dos o más fotones están relacionados de manera que no pueden describirse independientemente (Horodecki et al., 2009) y la estadística de emisión sub-Poissoniana, la cual indica un contraste con la distribución aleatoria clásica al indicar una supresión de fluctuaciones en el número de fotones (Davidovich, 1996). Otro ejemplo de estas propiedades se presenta en la generación de estados cuánticos llamados estados comprimidos, los cuales presentan reducción en la incertidumbre asociada a una dirección del espacio fase que los describe, en comparación con las incertidumbres de un oscilador armónico estándar (Walls, 1983).

El estudio y la generación de luz no clásica constituyen un área de investigación activa en la óptica cuántica y forman la base de numerosas aplicaciones en la segunda revolución cuántica. Por ello, los avances en técnicas de generación y control de estos estados cuánticos tienen un impacto directo en el desarrollo de nuevas tecnologías ópticas y en la exploración de fenómenos fundamentales de la mecánica cuántica.

La generación de luz no clásica está fuertemente vinculada a los procesos ópticos no lineales, los cuales permiten la conversión y manipulación de estados cuánticos de la luz. Entre estos procesos, destacan la mezcla de cuatro ondas espontánea (*SFWM*, por sus siglas en inglés) y la generación de diferencia de frecuencias (*DFG*, por sus siglas en inglés), que son fundamentales para el desarrollo de fuentes de parejas

de fotones entrelazados (Garay-Palmett et al., 2023) y la creación de estados de vacío comprimidos (Montoya-Cardona et al., 2024). Estas fuentes son esenciales para tecnologías emergentes como la metrología cuántica, la computación cuántica y la criptografía cuántica, donde la manipulación precisa de estados de luz no clásica permite alcanzar mejoras en precisión, seguridad y capacidad de procesamiento.

Además de permitir la generación de estados no clásicos, los procesos ópticos no lineales en medios como fibras ópticas desempeñan un papel importante en la manipulación de estados de luz cuántica, lo cual es esencial para sistemas cuánticos escalables que puedan ser implementados en tecnologías emergentes. Por ejemplo, las fibras de cristal fotónico (*PCF*, por sus siglas en inglés) o las fibras birrefringentes de tipo *Bow-Tie*, permiten la generación de parejas de fotones entrelazados y procesos de conversión de frecuencias, los cuales tienen aplicaciones en tecnologías cuánticas.

La traslación espectral de estados fotónicos utilizando procesos no lineales como la generación de diferencia de frecuencias, es un paso importante hacia la integración de estados no clásicos en diferentes plataformas tecnológicas (McGuinness et al., 2010).

En este trabajo, se busca demostrar experimentalmente la traslación espectral de estados fotónicos utilizando una fibra óptica *PCF* como medio no lineal. Este proyecto no solamente valida una propuesta teórica relevante desarrollada anteriormente en el Laboratorio de Interacciones No Lineales y Óptica Cuántica (*LINOC*), sino que también representa un avance hacia la implementación práctica de compuertas cuánticas integradas, basadas en óptica no lineal.

1.2. Antecedentes

La mecánica cuántica es una de las teorías más importantes de la física moderna. Desde sus inicios, alrededor de 1900, se perfiló como un cambio de paradigma en el entendimiento básico de la materia. El gran éxito que tiene en un amplio número de aplicaciones, como lo son los semiconductores, la metrología, la computación y la ciencia de materiales, por mencionar algunas, hace que sea irrefutable su impacto en el desarrollo de nuevas tecnologías.

Durante las décadas de 1970 y 1980, algunos pioneros comenzaron a desarrollar maneras de explotar las propiedades únicas de los sistemas cuánticos (Nielsen & Chuang, 2022). En respuesta a estas nuevas iniciativas, surgieron nuevas teorías sobre la aplicación de los sistemas cuánticos en las ciencias de la computación, particularmente, en el procesamiento de información. Así, nació el procesamiento cuántico

de información como una nueva disciplina científica emergente, siendo esta un campo interdisciplinario con un impacto significativo en la investigación contemporánea (Hernandez, 2023).

El procesamiento cuántico de información es el resultado de implementar las propiedades que dicta la teoría cuántica para realizar tareas que son imposibles, o poco prácticas mediante métodos tradicionales (Kaye et al., 2007).

En términos generales, las tecnologías cuánticas se refieren al conjunto de herramientas, dispositivos y sistemas que aprovechan las propiedades fundamentales de la mecánica cuántica (Milburn, 1996; Dowling & Milburn, 2003). En esencia, estas tecnologías representan una nueva forma de interactuar con la naturaleza, llevando las leyes de la física cuántica a aplicaciones prácticas.

La transición hacia nuevas tecnologías basadas en principios cuánticos ha sido conceptualizada como la segunda revolución cuántica (Dowling & Milburn, 2003). Mientras que la primera revolución cuántica permitió la creación de tecnologías como los láseres y los transistores, que se basan en el control de los estados cuánticos colectivos de sistemas macroscópicos (Dowling & Milburn, 2003), la segunda revolución está enfocada en la manipulación directa de estados cuánticos individuales, permitiendo el desarrollo de aplicaciones disruptivas como las computadoras cuánticas, sistemas de comunicación cuántica y sensores (Dowling & Milburn, 2003)

El desarrollo de las tecnologías cuánticas ha impulsado la exploración e implementación de diversos sistemas físicos, entre los que destacan los superconductores (Clarke & Wilhelm, 2008), los sistemas de estado sólido (Paladino et al., 2014) y sistemas fotónicos. En particular, en el caso de los sistemas basados en luz, se han investigado procesos ópticos no lineales como el principal mecanismo para la generación de estados cuánticos. En este contexto, la fotónica integrada ha emergido como un enfoque prometedor para la generación y manipulación de sistemas complejos (Wang et al., 2020).

A medida que avanza el desarrollo de sistemas de información cuántica, se incrementa la necesidad de redes cada vez más complejas, que sean capaces de transportar esta información no clásica con eficiencia y fiabilidad (McGuinness et al., 2010). Así, los sistemas fotónicos se han convertido en el vehículo por excelencia para comunicaciones cuánticas, ya que no solo facilitan la transmisión de información con bajas pérdidas y alta robustez frente a la decoherencia, sino que también permiten la creación y manipulación de estados entrelazados (McGuinness et al., 2010). De esta manera, la complejidad en redes de información cuántica exige la manipulación de los fotones de diversas maneras, siendo una de estas manipulaciones el cambio de la frecuencia en fotones individuales.

Las interacciones ópticas no lineales han sido fundamentales en el estudio de estados no clásicos de luz. Por ejemplo, procesos ópticos como la conversión descendente paramétrica espontánea (*SPDC*, por sus siglas en inglés) en medios con no linealidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ y la mezcla espontánea de cuatro ondas, en materiales en medios que exhiben no linealidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, han sido métodos estudiados para la generación de estados cuánticos fotónicos (Garay-Palmett et al., 2023).

La era moderna de producción de luz cuántica comenzó con la predicción de estados entrelazados en 1961 (Louisell et al., 1961) y la primera demostración experimental reportada en 1967 (Harris et al., 1967), se exploró la generación de parejas de fotones llamados *señal y acompañante* al propagar un campo de alta intensidad en un medio con propiedades no lineales de segundo orden $\chi^{(2)}$, como por ejemplo en cristales de niobato de litio ($LiNbO_3$) (Liu et al., 2022) y beta borato de bario (BBO) en el proceso *SPDC* (Karan et al., 2020). Los numerosos experimentos reportados han demostrado la efectividad de crear estados entrelazados, con diferentes propiedades y condiciones, mediante el proceso *SPDC* (Magnitskiy et al., 2015; Calderón Losada, 2019; Xiao et al., 2006), haciendo que este método haya sido el favorito durante décadas.

Además del proceso *SPDC* en medios con no linealidades de segundo orden, se han desarrollado nuevos métodos para la generación de estados no clásicos en medios que presentan una susceptibilidad no lineal de tercer orden, $\chi^{(3)}$. En estos medios, la polarización dieléctrica **P** responde en función de la tercera potencia del campo eléctrico **E** (Boyd, 2008). En particular, la generación de parejas de fotones en fibras ópticas ha sido un tema activo en investigaciones dentro de la última década. (Fiorentino et al., 2002; Garay-Palmett et al., 2023; Cohen et al., 2009). Uno de los procesos más estudiados en este contexto es el mezclado de cuatro ondas espontáneo. Este fenómeno involucra la interacción de dos campos de bombeo en un medio con susceptibilidad $\chi^{(3)}$, en el cual dos fotones provenientes de estos campos se aniquilan, generándose subsecuentemente una pareja de fotones que llamamos, señal y acompañante. El proceso *SFWM* en fibras birrefringentes ha demostrado ser capaz de producir estados de dos fotones con alta pureza (Cohen et al., 2009; Garay-Palmett et al., 2007), además de permitir la generación de fotones de banda ancha (Garay-Palmett et al., 2008). Estas propiedades, junto con la facilidad de diseño y la habilidad de integrarlas a otros dispositivos fotónicos más complejos, han convertido a las fibras ópticas en una de las plataformas más estudiadas para la generación de luz no clásica.

En los últimos años, se han logrado avances significativos no solo en la generación sino que también en la manipulación de estos estados de luz no clásica en fibras ópticas al explorar diferentes grados de libertad y nuevas propiedades. En particular, el laboratorio de interacciones no lineales y óptica cuántica del CICESE ha desarrollado investigaciones sobre la generación de pares de fotones entrelazados mediante *SPDC*

(Kaneda et al., 2016) y SFWM (Garay-Palmett et al., 2023, 2007, 2008), consolidando su experiencia en la obtención de estados cuánticos a partir de estos procesos.

Además de la generación, los procesos no lineales permiten la manipulación de estados cuánticos. La manipulación en frecuencia para sistemas cuánticos fotónicos se puede lograr a través de la interacción de campos de bombeo intensos en un medio óptico no lineal. La traslación espectral es un proceso mediante el cual la frecuencia de un fotón es modificada sin alterar su naturaleza. A nivel de fotones individuales, se refiere a la aniquilación de un fotón de señal de frecuencia ω_s y la creación simultánea de un nuevo fotón con una frecuencia diferente ω_r , $\omega_s \neq \omega_r$ (McGuinness et al., 2010).

La traslación espectral de fotones tiene diversas aplicaciones en fotónica clásica y cuántica. Por ejemplo, facilita la selección de canales específicos para multiplexeo por longitud de onda de señales, permite la accesibilidad a regiones espectrales en donde los detectores operan más eficazmente y hace posible que los dispositivos cuánticos funcionen a frecuencias de comunicación óptica, promoviendo su integración a tecnologías existentes (Li et al., 2016; McGuinness et al., 2010).

En medios con no linealidad de segundo orden ($\chi^{(2)}$) se ha reportado la traslación espectral mediante procesos como la generación de diferencia de frecuencias (Zaske et al., 2012), así como también se ha reportado utilizando medios no lineales de tercer orden ($\chi^{(3)}$) usando el proceso *SFWM* (McGuinness et al., 2010) y *DFG* (Zaske et al., 2012). Al manipular la frecuencia de los fotones, la traslación espectral puede influir en la codificación de la información cuántica, afectando directamente el estado de los cúbits.

Un cúbit, o bit cuántico, es la extensión cuántica de un bit clásico, la unidad básica de información en la computación tradicional, que puede existir únicamente en uno de dos estados: 0 o 1. En contraste, como estado cuántico, el estado de un cúbit $|\psi\rangle$ puede estar en una superposición de 0 y 1 simultáneamente, gracias al principio de superposición cuántica, es decir, $|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$ donde α y β son números complejos que satisfacen $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Esta característica permite usar cúbits para realizar cálculos de un modo intrínsecamente distinto a los ordenadores estándares que usan bits clásicos.

Utilizar cúbits ofrece varias ventajas frente al tratamiento clásico de la información. Por ejemplo, permiten procesar una cantidad significativamente mayor de datos que si se utilizaran bits clásicos, ya que pueden representar múltiples estados de manera simultánea (Browne et al., 2017).

Además, el entrelazamiento cuántico permite que los cúbits estén entrelazados de tal forma que el estado de uno influya instantáneamente en el estado del otro. Esta propiedad facilita la transferencia y el procesamiento de información de manera más eficiente (Gill & Buyya, 2024) en comparación con el

tratamiento clásico de la información.

Como parte de las investigaciones llevadas a cabo en *LINOC* para el control y manipulación de estos de luz no clásicos, se ha demostrado teóricamente que el proceso de *DFG* permite la preparación y rotación de cúbits de color en la esfera de Bloch (representación geométrica del espacio de estados), lo que sugiere que el proceso *DFG* puede actuar como una compuerta cuántica (Aguayo-Alvarado et al., 2025). En particular, en el trabajo de *Aguayo-Alvarado* (Aguayo-Alvarado et al., 2022), se propuso un circuito integrado que abarca la generación de fotones individuales anunciados en un solo modo temporal, la preparación de cúbits de color y la implementación de rotaciones en la esfera de Bloch. No obstante, para validar la viabilidad de la propuesta es fundamental la demostración del proceso de *DFG* y la traslación espectral de frecuencias, lo que representa un desafío clave para su implementación práctica (McGuinness et al., 2010).

A partir de estas exploraciones surge la idea de implementar un sistema con base en la generación de diferencia de frecuencia, en medios no lineales de tercer orden, para la manipulación de un sistema fotónico usando la traslación espectral.

1.3. Justificación

El rápido avance en la ciencia y tecnologías cuánticas ha dado lugar a una creciente necesidad de desarrollar métodos innovadores para la manipulación y control de cúbits, estados que pueden ser formados, por ejemplo, por sistemas fotónicos. Estos avances prometen revolucionar áreas clave para el desarrollo tecnológico global, como la computación, las comunicaciones y la criptografía.

En este contexto, se ha propuesto teóricamente un circuito integrado cuántico que combina la generación de fotones individuales, la manipulación de cúbits de color y la implementación de rotaciones en la esfera de Bloch (Aguayo-Alvarado et al., 2022). Una parte esencial de este circuito es la capacidad de realizar traslaciones de frecuencia de estados fotónicos mediante el proceso de *DFG*. Este proceso permite cambiar la frecuencia de los fotones sin alterar sus propiedades cuánticas fundamentales, lo que resulta crucial para garantizar la interoperabilidad entre diferentes sistemas y plataformas cuánticas (McGuinness et al., 2010).

Dado que la implementación experimental de estos conceptos es un paso crítico hacia la construcción de sistemas funcionales, la demostración experimental de la traslación espectral de estados fotónicos

es un avance que no sólo consolida los desarrollos teóricos previos, como los presentados en Aguayo-Alvarado et al. (2022), sino que también contribuye al diseño de nuevas arquitecturas para computación y comunicación cuántica, acercando estas tecnologías a aplicaciones reales.

1.4. Objetivos

1.4.1. Objetivo general

El objetivo general de este trabajo es investigar y demostrar experimentalmente la traslación espectral de estados fotónicos mediante el proceso no lineal de generación por diferencia de frecuencia *DFG*.

Este objetivo implica adquirir los conocimientos teóricos y prácticos sobre el fenómeno de traslación de frecuencia, abordando los fundamentos de los procesos no lineales tanto de la traslación espectral mediante el proceso de *DFG*, como de la generación de parejas de fotones.

1.4.2. Objetivos específicos

Los objetivos específicos del proyecto son:

- Desarrollar habilidades prácticas en el uso de sistemas láser, detectores ópticos y dispositivos electrónicos de medición avanzados para la realización de experimentos de frontera en óptica cuántica.
- Diseñar y construir un montaje experimental que permita demostrar el proceso de generación por diferencia de frecuencias (DFG) y su aplicación en la traslación espectral de estados fotónicos cuánticos.
- Analizar y seleccionar una guía de onda adecuada (cilíndrica o rectangular) que permita el empatamiento de fases en el proceso DFG para las longitudes de onda específicas de los láseres de bombeo disponibles.

Con el propósito de proporcionar al lector un contexto sólido y claro de los fundamentos que sustentan este trabajo, este capítulo aborda los principales conceptos teóricos relacionados. Se presenta una revisión de los aspectos fundamentales de los fenómenos no lineales y de la óptica cuántica involucrados, estableciendo las bases conceptuales para el análisis de la traslación espectral.

Este capítulo tiene como objetivo consolidar el conocimiento previo necesario para comprender el trabajo realizado.

2.1. Óptica no lineal

La óptica es una rama fundamental de la física encargada del estudio de la luz, sus propiedades y su interacción con la materia. Este campo se divide tradicionalmente en dos áreas: la óptica lineal y la óptica no lineal.

La óptica lineal se ocupa de los fenómenos en los que las propiedades ópticas de los materiales no se ven alteradas por la presencia de luz, incluso cuando están interactuando. Ejemplos comunes de estos fenómenos incluyen la reflexión (como en espejos), la refracción (como en prismas y la superficie del agua) y la difracción (como la que se observa al pasar luz a través de pequeñas aberturas o bordes). En estos casos, la respuesta del material a la luz es directamente proporcional al campo electromagnético incidente (Hecht, 2017).

En contraste, la óptica no lineal estudia los fenómenos que surgen cuando la interacción entre la luz y la materia genera cambios en las propiedades ópticas del material (Boyd, 2008). El comportamiento típico de los fenómenos ópticos no lineales ocurre a intensidades de luz muy altas, donde la respuesta deja de ser lineal con respecto al campo eléctrico aplicado (Boyd, 2008; Agrawal, 2013).

La creciente relevancia de la óptica no lineal radica en sus múltiples aplicaciones tanto en la ciencia básica como en tecnologías de frontera. Algunos fenómenos no lineales, como la generación de segundo armónico, y en general la generación de armónicos, han marcado un hito en la investigación en óptica desde su primera observación en 1961, pues han permitido el desarrollo de láseres de frecuencia múltiple y fuentes de luz coherente en general (Zhang et al., 2022; Das, 2017; Ganeev, 2007; Fuentes-Hernandez et al., 2009).

Otro ejemplo de la importancia de los fenómenos ópticos no lineales se encuentra en las comunicaciones, en específico en los sistemas de fibra óptica. Fenómenos como la amplificación paramétrica óptica son utilizados para mejorar la capacidad e incrementar la distancia en la transmisión de datos. Por ejemplo, los amplificadores ópticos paramétricos en fibra han demostrado ser efectivos en la amplificación de señales de alta velocidad, alcanzando tasas de transmisión cercanas a 1 Tb/s para formatos multiplexados en longitud de onda y en el tiempo (Marhic et al., 2015). Además, es conocido que se busca de manera continua el desarrollo de nuevos dispositivos mediante óptica no lineal como interruptores ópticos, dado que estos dispositivos son esenciales para la gestión de señales en los sistemas de comunicación (Duke, 2025). Además de estos ejemplos, la investigación en la óptica no lineal impulsa el desarrollo de tecnología de vanguardia, tal es el caso de la implementación de procesos ópticos no lineales para la creación y control de sistemas cuánticos fotónicos que puedan servir para cómputo cuántico.

Como se ha mencionado, la óptica no lineal es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de los materiales. Esta modificación es debida a la presencia de luz incidente, y por lo general, únicamente la luz láser es la única fuente lo suficientemente intensa para lograrlo (Boyd, 2008). Sin embargo, es importante tener en cuenta las propiedades de los materiales para conocer la viabilidad de estos fenómenos.

2.1.1. Susceptibilidad eléctrica

De manera fundamental, la respuesta no lineal se encuentra relacionada directamente a la interacción de la radiación con la materia (Boyd, 2008). De este modo, la respuesta no lineal es descrita en términos del campo electromagnético de entrada, las propiedades del material (descritas a su vez por la polarización eléctrica \mathbf{P}) y el campo electromagnético a la salida.

El origen de la respuesta no lineal puede atribuirse a diversos mecanismos físicos, entre los cuales destaca la deformación de la nube electrónica bajo la influencia de un campo electromagnético intenso aplicado (Agrawal, 2013). Este fenómeno ocurre cuando el campo eléctrico aplicado genera una redistribución de las cargas en el material. Para poder comprender de mejor manera la respuesta no lineal, es importante considerar el momento dipolar por unidad de volumen, conocido como polarización eléctrica **P**. La polarización depende directamente del campo eléctrico aplicado **E** (Fowles, 2012; Boyd, 2008). De manera general, esta dependencia puede expresarse mediante una expansión en serie de potencias del campo eléctrico, de la siguiente manera

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \cdots \right), \tag{1}$$

donde P_0 es la polarización permanente, ϵ_0 es la permitividad del vacío y $\chi^{(j)}$ es la susceptibilidad de orden (j). Es importante notar que, para que la serie mostrada en 1 converja, es necesario que $\chi^{(j)} < \chi^{(j-1)}/\mathbf{E}$, es decir, que la susceptibilidad χ^j sea más pequeña a medida que se aumentan los términos de la serie.

La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ es la contribución dominante a la polarización **P** y es responsable de los efectos descritos por la óptica lineal. La parte real de la susceptibilidad lineal se encuentra relacionada con el índice de refracción *n*, mientras que su parte imaginaria se encuentra asociada al coeficiente de atenuación α , que determina la pérdida de intensidad de la luz dentro del material (Fowles, 2012; Boyd, 2008).

Por otro lado, el término correspondiente a la susceptibilidad no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$, está presente únicamente en medios que no son centrosimétricos (Boyd, 2008). Este término da lugar a fenómenos ópticos no lineales clave, como la generación de segundo armónico, generación de suma de frecuencias y la generación de diferencia de frecuencias (Agrawal, 2013; Boyd, 2008).

De manera similar, la contribución de la polarización no lineal asociada con la susceptibilidad de tercer orden, $\chi^{(3)}$, es responsable de una amplia gama de fenómenos ópticos no lineales. Este término incluye interacciones entre múltiples componentes de frecuencia y da lugar a procesos como la generación de tercer armónico, el mezclado de cuatro ondas espontáneo (SFWM, del inglés *Spontaneous Four Wave Mixing*) y la generación de diferencia de frecuencias en presencia de múltiples campos eléctricos (Boyd, 2008; Agrawal, 2013). La susceptibilidad no lineal de tercer orden es intrínseca a todos los materiales, independientemente de sus simetrías, y sus efectos son particularmente relevantes a altas intensidades de la luz incidente o en medios cuya no linealidad efectiva se ve incrementada por la geometría, como es el caso de las fibras ópticas y las guías de onda integradas.

2.1.2. Medios no lineales y guías de onda

Como se ha descrito anteriormente, la susceptibilidad no lineal de los materiales es responsable de la generación de los diversos fenómenos ópticos no lineales, tanto de segundo como de tercer orden.

Esta susceptibilidad es una propiedad intrínseca de cada material y se encuentra influenciada por su simetría estructural. Por ejemplo, la centrosimetría juega un papel fundamental en la determinación de los procesos no lineales que son permitidos en un material.

Los materiales centrosimétricos, aquellos que tienen un único centro de inversión en su estructura cristalina (Tilley, 2007), exhiben la propiedad de que cualquier punto en la red cristalina tiene un equivalente opuesto en sentido inverso. Como consecuencia de esta simetría, la susceptibilidad no lineal de segundo orden desaparece, ya que los efectos de polarización inducidos por el campo eléctrico se cancelan en direcciones opuestas. Por ejemplo, en el dióxido de silicio (SiO_2) su estructura centrosimétrica impide la generación eficiente de procesos ópticos no lineales de segundo orden (Lindon et al., 2010; Agrawal, 2013).

En contraste, la susceptibilidad no lineal de tercer orden $\chi^{(3)}$ en el dióxido de silicio no se ve afectada por la centrosimetría, permitiendo que puedan ocurrir procesos no lineales de tercer orden en materiales centrosimétricos y no centrosimétricos. En el caso de SiO_2 , la susceptibilidad no lineal de tercer orden no es despreciable, lo que permite su explotación en el desarrollo de una amplia gama de guías de onda, en las cuales se pueden observar fenómenos no lineales de tercer orden como SFWM, DFG, la generación de supercontinuo y el autoenfoque. Muchos de estos fenómenos son utilizados en telecomunicaciones y otros son prometedores para aplicaciones de óptica cuántica y procesamiento cuántico de información. (Aguayo-Alvarado et al., 2022).

2.1.2.1. Guías de onda y Fibras ópticas

Una guía de onda es una estructura física que permite confinar y guiar la propagación de la luz a través de un medio dieléctrico, utilizando mecanismos como la reflexión total interna, en contraste con la propagación en el espacio libre (Saleh & Teich, 2020).

El fenómeno físico en el que se basan las guías de onda dieléctricas es la reflexión total interna. Este fenómeno ocurre cuando la luz viaja desde un medio 1, con índice de refracción n_1 , hacia un medio , con índice de refracción n_2 , donde $n_1 > n_2$. Si el ángulo de incidencia en la frontera entre ambos medios supera el ángulo crítico, toda la luz se refleja completamente dentro del primer medio, quedando confinada debido a múltiples reflexiones internas en la interfaz. Los medios con índices de refracción n_1 y n_2 se denominan núcleo y cubierta, respectivamente. Convencionalmente, los materiales que los



Figura 1. Reflexión total interna. Cuando la luz es guiada a través de un material con indice de refracción n_1 embebido en otro material con índice de refracción n_2 , de tal manera que se cumple con $n_2 < n_1$, la luz queda confinada dentro del primer material por múltiples reflexiones.

Existen una gama de guías de onda con geometrías variadas, como las rectangulares o cilíndricas, que pueden variar en su sección transversal, perfil del índice de refracción y materiales. Una de estas guías de onda que destaca por sus múltiples aplicaciones y que es de interés en el presente trabajo es la fibra óptica.

De forma general, una fibra óptica es una guía de onda con geometría cilíndrica que permite la propagación de la luz a lo largo de grandes distancias. A diferencia de otras guías de onda, las fibras ópticas destacan por su capacidad para transmitir información con una atenuación mínima y una alta inmunidad a las interferencias electromagnéticas. Estas características las convierten en la opción preferida para aplicaciones en telecomunicaciones y redes de datos. (Agrawal, 2013; Saleh & Teich, 2020).

Típicamente, el material más utilizado en la fabricación de las fibras ópticas es el sílice, que contiene a su vez y en su mayoría dióxido de silicio SiO_2 , debido a sus bajas pérdidas dentro del rango del espectro electromagnético conocido como ventanas de telecomunicaciones Saleh & Teich (2020). La variación necesaria entre los índices de refracción del núcleo y revestimiento es generada por el uso de dopantes, como el dióxido de germanio (GeO_2) y el pentóxido de fósforo (P_2O_5), en el proceso de fabricación (Kanamori, 2022).

Un caso especial de fibras ópticas son las fibras birrefringentes en las que dos modos ortogonalmente polarizados que se transmiten en la fibra viajan a diferentes velocidades. Esta propiedad es especialmente útil para mantener estados de polarización. La birrefringencia se produce cuando la estructura de la fibra presenta una asimetría que rompe la simetría rotacional del núcleo, como sucede en fibras diseñadas con tensiones internas o geometrías especializadas (Saleh & Teich, 2020; Agrawal, 2013).

2.1.2.2. Pérdidas en fibras

Las pérdidas de potencia en la propagación de luz en fibras ópticas son un aspecto relevante a tener en cuenta; estas corresponden con la disminución de energía o potencia en un sistema debido a mecanismos específicos, como absorción, dispersión, reflexión, entre otros (Saleh & Teich, 2020). La potencia transmitida P_T a la salida de una fibra óptica de longitud L, a la cual se le hizo incidir luz con potencia inicial P_0 está dada por

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L),\tag{2}$$

donde α es una constante que mide el total de las pérdidas en la fibra óptica y se conoce como constante de atenuación (Agrawal, 2013).

La atenuación en las fibras ópticas se refiere a la reducción de la potencia de la señal luminosa a medida que se propaga a lo largo de la fibra. Esta disminución de la intensidad de la señal es consecuencia de diversos mecanismos de pérdida que afectan la eficiencia de la transmisión óptica (Networks, 2024).

La atenuación en una fibra óptica es altamente dependiente de la longitud de onda, como se demuestra en la gráfica de la figura 2. Esta gráfica presenta el espectro típico de atenuación en fibras ópticas fabricadas con sílice, expresado en unidades de dB/km, donde se pueden identificar las principales regiones, dentro de la región del espectro que corresponde al infrarrojo, que afectan el rendimiento de la fibra. La atenuación total se debe a varios mecanismos físicos, entre los que destacan la absorción intrínseca del material base, la dispersión de Rayleigh y la absorción por impurezas residuales, como la presencia de iones hidroxilo (OH^-) presentes durante la fabricación.

Aunque no son los únicos, los principales factores que contribuyen a la presencia de pérdidas en una fibra óptica son la absorción del material y la dispersión de Rayleigh (Li, 1985). Como se muestra en la figura 2, estos mecanismos de pérdidas disminuyen significativamente en la región de longitudes de onda cercanas a los 1550 nm, en lo que se conoce como la ventana de telecomunicaciones. Sin embargo, para otras longitudes de onda, es crucial considerar las pérdidas adicionales que pueden presentarse y afectar el desempeño de las fibras ópticas.



Figura 2. Espectro de atenuación típico de una fibra óptica monomodo elaborada de sílice. Imagen adaptada de (Agrawal, 2013).

2.1.2.3. Fibras de cristal fotónico

Las fibras ópticas de cristal fotónico son una clase innovadora de guías de onda. El diseño estructural de este tipo de fibras ópticas permite un control excepcional de sus propiedades de dispersión y, por lo tanto, de las características asociadas a la propagación de la luz en éstas.

Las *PCF* están compuestas por un núcleo, sólido o hueco, rodeado por una microestructura periódica. Esta estructura está formada por arreglos de huecos de aire o llenos de materiales de diferente índice de refracción (Agrawal, 2013; Pniewski et al., 2015). Este diseño particular brinda a la fibra propiedades que no se pueden alcanzar con fibras ópticas convencionales.



Figura 3. Esquema de una fibra de cristal fotónico. Imagen tomada de (Razumovsky Alexey Sergeevich, Naniy Oleg Evgenevich, 2024).

La estructura periódica de huecos, típica de una *PCF* se puede observar en la figura 3. Esta estructura permite un control preciso del contraste de índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento, otorgando un alto grado de libertad para ajustar las propiedades de propagación de la fibra (Poli et al., 2007).

Gracias a esta capacidad de control, las *PCF* han encontrado aplicaciones crecientes en diversas áreas de la ciencia y la tecnología. En particular, se han utilizado ampliamente en la generación y manipulación de luz no clásica dentro del campo de la óptica cuántica (Garay-Palmett et al., 2007; Milanovic et al., 2010; Chuprina & Latypov, 2017). Estas fibras permiten un mejor control de los modos de propagación y de los fenómenos no lineales que pueden darse en ellas, lo cual es fundamental para aplicaciones avanzadas en telecomunicaciones y procesamiento cuántico.

En el caso de las *PCF* de núcleo sólido, el alto contraste dieléctrico y la geometría bidimensional de la microestructura influyen significativamente en propiedades como la birrefringencia, la dispersión cromática, el número de modos soportados y el coeficiente no lineal.

Si la sección transversal de la guía de onda se vuelve asimétrica, es posible tener una guía de onda birrefringente. Al cambiar la geometría de los orificios, las *PCF* son capaces de producir niveles de birrefringencia que superan el de una fibra convencional (Poli et al., 2007).

Una de las propiedades más destacadas de las fibras ópticas de cristal fotónico es el alto coeficiente de no linealidad que poseen en comparación con las fibras ópticas convencionales. Este comportamiento se debe al elevado contraste dieléctrico que pueden alcanzar en su fabricación y al reducido tamaño del núcleo que las caracteriza. Como consecuencia de este confinamiento, se intensifican las interacciones no lineales en las *PCF*, haciéndolas especialmente adecuadas para aplicaciones que dependen de estos efectos.

Un fenómeno notable que puede producirse en fibras de cristal fotónico es la generación de un supercontinuo, donde un espectro continuo y amplio se forma cuando se propaga un pulso de alta potencia a través de medios no lineales de tercer orden. Este fenómeno surge de la interacción entre los efectos dispersivos y no lineales que experimenta el pulso durante su propagación, teniendo aplicaciones en espectroscopía, fuentes de luz blanca y telecomunicaciones, y es facilitado por las propiedades no lineales únicas de las *PCF* (Agrawal, 2013).

2.1.2.4. Fibras Ópticas que Mantienen la Polarización

Las fibras ópticas que mantienen la polarización (*PMF*, por sus siglas en inglés) son fibras ópticas diseñadas para preservar el estado de polarización de la luz a lo largo de su propagación. En las fibras ópticas convencionales, la polarización de la luz puede variar debido a factores como curvaturas, tensiones mecánicas e imperfecciones en la fabricación, lo que resulta en una birrefringencia aleatoria y una mezcla de modos de polarización. En contraste, las PMF introducen una birrefringencia intencionada y elevada, lo que minimiza el acoplamiento entre modos de polarización y permite que la luz mantenga su estado de polarización inicial durante la propagación. Esta propiedad es esencial en aplicaciones donde la estabilidad de la polarización es crítica, como en sensores ópticos, interferometría y comunicaciones cuánticas (Emslie, 2007).

La birrefringencia en las PMF se logra mediante la introducción de tensiones mecánicas o variaciones geométricas en la estructura de la fibra durante su fabricación. Estas modificaciones estructurales crean diferencias en el índice de refracción para las dos polarizaciones ortogonales de la luz, lo que resulta en una birrefringencia elevada. Un parámetro clave para caracterizar esta propiedad es el retardo de fase entre las dos polarizaciones, que depende de la magnitud de la birrefringencia y de la longitud de la fibra. Las PMF están diseñadas para tener un retardo de fase lo suficientemente grande como para evitar el acoplamiento no deseado entre los modos de polarización, incluso en presencia de perturbaciones externas (Zhang & Lit, 1992).

2.1.2.5. Fibras ópticas tipo Bow-Tie

Las fibras tipo *Bow-Tie* son un tipo específico de fibras ópticas birrefringentes. Estas fibras ópticas están diseñadas para el control de la polarización y toman el nombre por su geometría característica que incorpora inclusiones laterales en forma de moño (en inglés *Bow-Tie*). La estructura en forma de moño, que se puede observar en la figura 4, está hecha de un material con diferente coeficiente de expansión térmica respecto al núcleo. Esta estructura genera tensiones mecánicas que inducen la birrefringencia, asegurando la propagación de luz en un estado de polarización definido.

Las tensiones inducidas en el núcleo restringen la propagación de la luz a dos estados de polarización ortogonales, determinados por los ejes lento y rápido de la fibra.

En el ámbito de experimentos no lineales y de óptica cuántica, las fibras ópticas tipo *Bow-Tie* han demostrado ser herramientas importantes debido a su capacidad para generar luz no clásica en estados de polarización bien definidos. Estas fibras, debido a su alta birrefringencia, permiten mantener estados de polarización incluso en condiciones de propagación complejas (Garay-Palmett et al., 2016).



Figura 4. Esquema de la sección transversal de una fibra tipo Bow-Tie.

2.1.3. Mezcla de cuatro ondas

En algunos procesos no lineales, las fibras ópticas actúan de manera pasiva, es decir, la interacción ocurre sin que exista una transferencia neta de energía al medio. Este tipo de procesos no lineales se denominan *paramétricos* ya que implican la modulación de un parámetro del medio, como lo es el índice de refracción y, además, requieren de empatamiento de fase para que se pueda dar en la fibra (Agrawal, 2013).

Entre los procesos paramétricos, la mezcla de cuatro ondas (*FWM*, del inglés *Four Wave Mixing*) destaca como uno de los más relevantes. Este fenómeno involucra la interacción simultánea de tres ondas ópticas para generar una cuarta, con aplicaciones tales como la conversión de frecuencias y la amplificación paramétrica óptica.

El origen de la mezcla de cuatro ondas recae en la respuesta no lineal de la nube electrónica del material a un campo incidente (Agrawal, 2013). Como lo ha establecido la ecuación 1, la polarización inducida en el medio depende de las susceptibilidades no lineales del material por el que se propaga la luz. En el caso de los procesos no lineales de tercer orden, como la mezcla de cuatro ondas, los fenómenos se describen mediante la polarización no lineal de tercer orden, la cual se expresa como

$$\mathbf{P_{NL}} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \mathbf{EEE},\tag{3}$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y \mathbf{E} el campo eléctrico incidente. En términos generales, el FWM involucra la polarización de la luz y requiere el desarrollo de una teoría vectorial completa, la cual se encuentra desarrollada en la referencia (Agrawal, 2013).

Un tipo de interacción de cuatro campos de gran relevancia en el contexto de la óptica cuántica es el mezclado de cuatro ondas espontáneo.

El proceso *SFWM* es un proceso paramétrico en el que se generan dos fotones comúnmente llamados señal y acompañante, con frecuencias ω_s y ω_i , respectivamente, a partir de la aniquilación de dos fotones de bombeo con frecuencias ω_{P1} y ω_{P2} .

Para que este proceso pueda darse de manera óptima, es necesario que se cumpla la conservación de la energía, dada por

$$\omega_{P1} + \omega_{P2} = \omega_s + \omega_i,\tag{4}$$

y la relación de empatamiento de fases, dada por

$$\Delta k = k_{P_1}(\omega_{P_1}) + k_{P_2}(\omega_{P_2}) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i) - \phi_{nl} = 0,$$
(5)

en donde, ϕ_{nl} es el corrimiento de fase no lineal debido a los procesos de automodulación de fase y modulación de fase cruzada. Es importante señalar que estas ecuaciones consideran una propagación restringida a una dirección, lo que permite un tratamiento escalar.

El *SFWM* puede clasificarse como degenerado o no degenerado dependiendo de las frecuencias y otros grados de libertad involucrados.

En el caso de *SFWM* degenerado en frecuencia, los dos fotones de bombeo poseen la misma frecuencia, es decir, $\omega_{P_1} = \omega_{P_2} = \omega_p$. Sin embargo, el proceso de *SFWM* puede ser no degenerado, aunque los fotones de bombeo tengan la misma frecuencia. Esto correspondería a casos en los que los bombeos tengan polarizaciones distintas o estén en modos espaciales diferentes.

En la figura 5(a) se presenta un esquema representativo de la generación de parejas de fotones por *SFWM*. Por otro lado, en la figura 5(b) se ilustra gráficamente la conservación de energía en el proceso para el caso de bombeos degenerados en frecuencia. Este es el caso de interés en el presente trabajo.



Figura 5. Generación de parejas de fotones por el proceso SFWM.

2.1.3.1. Descripción cuántica del proceso SFWM

La generación de pares de fotones entrelazados es fundamental en la óptica cuántica. Entre las técnicas más utilizadas para la generación de estos pares de fotones se encuentra el *SFWM*.

Como se la mencionado, dos fotones provenientes de un campo de bombeo interactúan en el medio no lineal, generando espontáneamente el par de fotones llamados señal y acompañante, siguiendo las ecuaciones 4 y 5.

El uso de fibras ópticas como medio para el proceso *SFWM* presenta ventajas significativas debido a su alta no linealidad y bajos niveles de pérdida. Un aspecto clave de la generación de pares de fotones mediante *SFWM* en fibras es la capacidad de producir estados cuánticos altamente personalizados (Garay-Palmett et al., 2023).

El estado cuántico de la luz generada en el proceso de *SFWM* está dado por (Garay-Palmett et al., 2007)

$$|\Psi\rangle = |\mathrm{vac}\rangle_s |\mathrm{vac}\rangle_i + \kappa \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle_s |\omega_i\rangle_i.$$
(6)

En la ecuación 6 κ es una constante que depende de parámetros como la longitud del medio de generación y la amplitud de los campos de bombeo, y $F(\omega_s, \omega_i)$ es la amplitud espectral conjunta (JSA, por sus siglas en inglés) y su módulo cuadrado $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$, es la intensidad espectral conjunta (JSI, por sus siglas en inglés). La función JSA está dada por

$$F(\omega_s,\omega_i) = \int d\omega_1 \alpha(\omega_1) \alpha(\omega_s + \omega_i - \omega_1) \operatorname{sinc} \left[\frac{L}{2} \Delta k(\omega_1,\omega_s,\omega_i)\right] \times \exp\left[i\frac{L}{2} \Delta k(\omega_1,\omega_s,\omega_i)\right], \quad (7)$$

en donde, las funciones $\alpha(\omega_1)$ y $\alpha(\omega_s + \omega_i - \omega_1)$ son las envolventes espectrales de los bombeos, tratadas típicamente como funciones gaussianas, L es la longitud del medio de generación y $\Delta k = k(\omega_{P_1}) + k(\omega_{P_2}) - k(\omega_s) - k(\omega_i) - \phi_{nl}$ es el desempatamiento de fases.

El estado cuántico del proceso *SFWM*, caracterizado por su *JSA*, depende de las propiedades del bombeo, la dispersión del medio y las características del espectro generado, lo que permite diseñar fuentes de fotones con correlaciones espectrales específicas o incluso estados puros no correlacionados, ideales para la implementación de fuentes de fotones individuales anunciados cuánticamente puros.

Para obtener el estado resultante del proceso *SFWM* (ecuación 6), se han considerado aproximaciones que permiten una descripción adecuada del fenómeno. En primer lugar, se empleó la aproximación perturbativa estándar, en la cual se asume que la interacción no lineal es lo suficientemente débil como para tratar el proceso dentro del marco de la teoría de perturbaciones a primer orden (Garay-Palmett et al., 2023). Además, se considera el estado inicial de los modos señal y acompañante como el estado vacío. Por otro lado, los campos de bombeo se describen de manera clásica, dado que su intensidad es significativamente mayor en comparación con la de los campos generados. Finalmente, los campos señal y acompañante se tratan de manera cuantizada, lo que permite describir la generación de pares de fotones dentro del marco de óptica cuántica.

2.1.4. Generación de diferencia de frecuencias

Además del *SFWM*, otro proceso no lineal de tercer orden de gran relevancia es la generación de diferencia de frecuencias o *DFG*.

El DFG es un proceso paramétrico en el que dos campos intensos a frecuencias ω_{P_1} y ω_{P_2} y una señal

a frecuencia ω_s interactúan en el medio no lineal, dando lugar a un nuevo campo a frecuencia ω_r . Si la señal es un fotón individual, en la interacción con los dos campos de bombeo, este se aniquila y subsecuentemente se genera un nuevo fotón con frecuencia ω_r (McGuinness et al., 2010).

En este proceso, al igual que en SFWM, se conserva la energía, expresada como

$$\omega_{P1} - \omega_{p2} = \omega_r - \omega_s,\tag{8}$$

y también se debe satisfacer la condición de empatamiento de fases dada por

$$\Delta k = k_{P_1}(\omega_{P_1}) - k_{P_2}(\omega_{P_2}) + k_s(\omega_s) - k_r(\omega_r) + \phi_{nl} = 0, \tag{9}$$

donde ϕ_{nl} es el corrimiento de fase no lineal asociado al proceso DFG.

En la figura 6 se ejemplifica tanto el proceso DFG (figura 6(a)), así como la relación de conservación de energía (figura 6(b)).



Figura 6. Proceso de generación de diferencia de frecuencias.

2.1.4.1. Descripción cuántica del proceso DFG

Como se ha mencionado en párrafos anteriores, a nivel de fotones individuales, el proceso de *DFG* consiste en la aniquilación de un fotón a ω_s y la creación simultánea de un nuevo fotón con frecuencia ω_r . Este proceso sigue la conservación de energía dictada por la ecuación 8 y el empatamiento de fase de la ecuación 9.

De manera análoga al proceso *SFWM*, para la descripción de *DFG* se consideran los campos de bombeo de manera clásica, mientras que los campos a frecuencia ω_s y ω_r se tratan de manera cuantizada. Para el caso en que el bombeo a frecuencia ω_{P_1} es de un campo pulsado, y el campo de bombeo a frecuencia ω_{P_2} es un campo de onda continua, se tiene que el estado del proceso *DFG* puede expresarse como (Aguayo Alvarado, 2022)

$$|\Psi\rangle_{DFG} = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \left(\eta \int d\omega_s \int d\omega_r G(\omega_s, \omega_r) \hat{a}^{\dagger}(\omega_s) \,\hat{a}(\omega_r) \,h(\omega_s, \omega_r) + C.H.\right)\right] |\Psi_0\rangle, \tag{10}$$

en donde se definió

$$\eta = \frac{3\sqrt{2}}{8\pi^{1/4}} \varepsilon_0 \chi^{(3)} A_{P_1} A_{P_2} L f_{eff} \sigma_1^{-1/2}, \tag{11}$$

en donde A_{P_1} y A_{P_2} son las amplitudes de los campos de bombeo pulsado y continuo, respectivamente, L es la longitud del medio, σ_1 es el ancho de banda del campo pulsado, ϵ_0 es la permitividad del vacío, $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad no lineal de tercer orden y f_{eff} es la integral de traslape espacial entre los cuatro campos involucrados (Aguayo Alvarado, 2022).

De la misma manera, en la ecuación 10 se tiene que $h(\omega_s, \omega_r) = \sqrt{(\omega_s \omega_r)/(n_s^2 s_r^2)}$, donde $n_{\mu} \equiv n(\omega_{\mu}), \ \mu = r, s$ es el índice de refracción, y se ha definido la función de mapeo como

$$G(\omega_s, \omega_r) = e^{-\frac{(\omega_{p2} - \omega_s + \omega_r - \omega_{01})^2}{\sigma_1^2}} \operatorname{sinc}\left(\Delta k(\omega_{P_1}, \omega_s, \omega_r)\frac{L}{2}\right) e^{i\Delta k\frac{L}{2}},\tag{12}$$

donde el desempatamiento de fases es $\Delta k(\omega_{P_1}, \omega_s, \omega_r) = k(\omega_{P_1}) - k(\omega_{P_1} - \omega_r + \omega_s) + k(\omega_s) - k(\omega_r) + \phi_{nl}$ y ω_{01} es la frecuencia central del bombeo pulsado.

La ecuación 10 es el estado que describe el proceso *DFG*, el cual se puede entender como un operador de las frecuencias ω_s y ω_r que actúa sobre el estado inicial $|\Psi_0\rangle$.

La función de mapeo definida en 12 se trata de una función bidimensional que muestra cómo las frecuencias de los dos fotones están correlacionadas en el proceso de traslación espectral, es decir, establece qué fotones, con cierta longitud de onda, se pueden, o no, trasladar. Esta función de mapeo puede ser descrita en términos de la descomposición de Schmidt de la siguiente manera

$$G(\omega_s, \omega_r) = \sum_n \lambda_n \phi_n(\omega_s) \psi_n(\omega_r), \tag{13}$$

en donde $\phi_n(\omega_s)$ y $\psi_n(\omega_r)$ son conjuntos ortogonales de los modos de Schmidt para los campos E_s y E_r , respectivamente, es decir, son las eigenfunciones, mientras que λ_n son los eigenvalores normalizados, tales que $\sum_n \lambda_n^2 = 1$.

De esta manera, aplicando el mismo procedimiento desarrollado en (Aguayo Alvarado, 2022) se puede escribir el estado de *DFG* como

$$|\Psi\rangle_{DFG} = \sum_{m} \lambda_m \left(\cos\theta_m \hat{A}_m^{\dagger} - i \sin\theta_m \hat{B}_m^{\dagger}\right) |vac\rangle \tag{14}$$

en donde se han definido los operadores

$$\hat{A}_n(k_s) = \sqrt{\delta k_s} \sum_{k_s} \sqrt{\frac{\omega_s}{n_s^2}} \phi_n(k_s) \hat{a}(k_s),$$
(15)

$$\hat{B}_n(k_r) = \sqrt{\delta k_r} \sum_{k_r} \sqrt{\frac{\omega_r}{n_r^2}} \psi_n(k_r) \hat{a}(k_r),$$
(16)

con $\delta k_{\mu} = rac{2\pi}{L_Q}$, siendo L_Q la longitud de cuantización (Garay-Palmett et al., 2010).

El parámetro θ de la ecuación 14 depende de la susceptibilidad no lineal de tercer orden, del ancho de banda σ_1 del bombeo pulsado y las amplitudes de los campos de bombeo. Para el caso de un bombeo pulsado y un bombeo continuo, se puede demostrar que θ está dado por (Aguayo Alvarado, 2022)

$$\theta_n = \beta L \gamma \sqrt{\frac{P_{av1} P_{av2}}{\sigma_1}},\tag{17}$$

en donde $P_{av\nu}$ es la potencia promedio del bombeo u (u = 1, 2) y se ha definido

$$\beta = c\lambda_n \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/4} \sqrt{\frac{n_1 n_2}{\omega_{p10} \omega_{p20} R}},\tag{18}$$

con c el valor de la velocidad de la luz en el vacío, $n_{\nu} \equiv n(\omega_{\nu})$ el índice de refracción a la frecuencia ω_{ν} , ω_{p02} la frecuencia del bombeo 2, R la frecuencia de repetición del bombeo pulsado, y el coeficiente no lineal γ se expresa como

$$\gamma = \frac{3\chi^{(3)} f_{eff} \sqrt{\omega_{p01} \omega_{p02}}}{4\varepsilon_0 c^2 n_1 n_2}$$
(19)

Ahora bien, el número de fotones debido al proceso *DFG* se puede calcular como (Aguayo Alvarado, 2022)

$$N = R \sum_{m} \lambda_m^2 \left\{ \cos^2 \theta_m \int d\omega_s h\left(\omega_s\right) |\phi_m\left(\omega_s\right)|^2 + \sin^2 \theta_m \int d\omega_r h\left(\omega_r\right) |\psi_m\left(\omega_r\right)|^2 \right\}$$
(20)

donde

$$h(\omega_{\mu}) = \frac{k'(\omega_{\mu})\omega_{\mu}}{n_{\mu}^2},\tag{21}$$

y $k'(\omega_{\mu})=dk/d\omega_{\mu}.$

Cabe recalcar que en el proceso *DFG* el valor esperado del número de fotones con respecto al estado de entrada y el estado de salida es el mismo, es decir, hay un fotón como resultado de la interacción, ya sea que se convierta o no. Esta característica de conversión de frecuencias.

De la ecuación 20, la probabilidad por pulso de bombeo de que los fotones se trasladen en frecuencia, por pulso, está dada por

$$P_r = \sum_m \lambda_m^2 \cos^2 \theta_m \int d\omega_s h\left(\omega_s\right) |\phi_m\left(\omega_s\right)|^2 \cdot 100 \,\%.$$
⁽²²⁾

De manera similar, la probabilidad, por pulso de bombeo, de que los fotones no se trasladen en frecuencia, se expresa como

$$P_{s} = \sum_{m} \lambda_{m}^{2} \operatorname{sen}^{2} \theta_{m} \int d\omega_{r} h(\omega_{r}) |\psi_{m}(\omega_{r})|^{2} \cdot 100 \,\%.$$
⁽²³⁾

Estas probabilidades permiten cuantificar la eficiencia de traslación espectral y analizar cómo las propiedades del medio y los parámetros de bombeo influyen en el comportamiento del proceso de interacción no lineal.

2.1.5. Auto modulación de fase

Otro fenómeno no lineal de tercer orden que es importante considerar es el denominado *auto-modulación de fase*. La auto-modulación de fase es el cambio en la fase de un pulso óptico resultante de la componente no lineal del índice de refracción del medio (Boyd, 2008). Este fenómeno es relevante en el estudio de
procesos paramétricos como *FWM* y *DFG*, ya que debido a este, los campos ópticos involucrados pueden sufrir un ensanchamiento espectral debido a la auto-modulación de fase. Este efecto ocurre cuando la intensidad de los campos es lo suficientemente alta, una característica común en los pulsos de bombeo utilizados en estos procesos.

El índice de refracción efectivo del medio puede escribirse como

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), \tag{24}$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal, n_2 el índice de refracción no lineal, e I(t) es la intensidad del campo eléctrico. La dependencia de n con la intensidad del campo I induce un cambio en la fase del pulso por la cantidad

$$\phi_{NL} = -n_2 I(t) \omega_0 L/c, \tag{25}$$

donde ω_0 es la frecuencia central del pulso y L es la longitud del medio no lineal.

Así mismo, es conveniente describir el contenido espectral mediante la frecuencia instantánea del pulso $\omega(t)$

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t), \tag{26}$$

donde

$$\delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\phi_{NL}(t),\tag{27}$$

denota la variación de la frecuencia instantánea (Boyd, 2008).

Como resultado de la auto-modulación de fase, el pulso transmitido se ve modificado por la generación de nuevas frecuencias ópticas, lo que se traduce en un ensanchamiento espectral del pulso, inducido por la dependencia temporal de la fase.

El fenómeno de auto-modulación de fase es ilustrado en la figura 7 para un pulso incidente con perfil temporal arbitrario.

El pulso incidente y la variación instantánea de la frecuencia se muestra en la figura 7 (a) y (b), respectivamente, con la suposición $n_2 > 0$ e ignorando los efectos dispersivos. Esto da como resultado que el extremo de subida del espectro del pulso se desplace hacia frecuencias más bajas, mientras que el extremo de bajada se desplace hacia frecuencias más altas, lo cual se ilustra en la figura 7(c).



(c) Ensanchamiento espectral producido por auto-modulación de fase.

Figura 7. Auto-modulación de fase experimentada por un pulso óptico al propagarse por un medio no lineal, sin la influencia de efectos dispersivos.

Capítulo 3. Metodología

En la sección anterior se introduce al lector a los conceptos que fundamentan teóricamente el presente trabajo. A continuación, se describe la metodología experimental utilizada para demostrar la traslación espectral mediante generación de diferencia de frecuencias, con énfasis en las técnicas de preparación y caracterización de los estados cuánticos.

La primera sección discute la técnica de cuentas de fotones con resolución espectral, seguida de una descripción del arreglo experimental, que incluye la preparación del estado de fotón individual a trasladar, basado en *SFWM*, y el proceso de traslación espectral por *DFG*.

3.1. Técnica de cuentas de fotones con resolución espectral

La principal técnica empleada en el proyecto es el conteo de fotones con resolución espectral, dado que el objetivo es demostrar la traslación espectral de una señal en el régimen de fotones individuales. Es una técnica de medición que se utiliza en el ámbito de óptica cuántica para analizar las propiedades espectrales de los estados fotónicos. Este método es fundamental para el estudio de la generación y manipulación de estados cuánticos mediante procesos ópticos no lineales.

Esta técnica combina la detección sensible a fotones individuales con la capacidad de resolver sus propiedades espectralmente. El análisis estadístico de la luz a nivel cuántico requiere detectores capaces de medir la energía de un solo fotón, $\hbar\omega$.

En un montaje típico, la luz proveniente de una fuente se dirige a un sistema de análisis espectral. Este sistema incluye un espectrógrafo que dispersa la luz según su longitud de onda y un detector que registra eventos individuales por cada componente espectral. De esta manera, se puede realizar un conteo de fotones para cada longitud de onda y formar un espectro continuo de cuentas (o detecciones).

En el caso particular de este trabajo, las cuentas de fotones se realizaron con una cámara CCD intensificada (*iCCD*), la iStar DH334T-18F-73 de *Andor*. Los sensores de la cámara son de silicio, permitiendo mediciones en una región de 280 - 910 nm. La iCCD está acoplada al espectrógrafo Shamrock 750 de Andor, el cual cuenta con tres rejillas de difracción, denominadas como rejillas 1, 2 y 3, las cuales tienen diferente eficiencia en función de la longitud de onda y, como característica principal, una cantidad de líneas por milímetro (l/mm) de 300, 600 y 1200, respectivamente. Para fines del experimento, dado que tenía mejor resolución y mayor eficiencia en las regiones de interés, se utilizó la rejilla 3 (con pico en la eficiencia en 500 nm) en la obtención de las cuentas de los fotones con resolución espectral. En la figura 8 se muestra un esquema que representa el sistema de conteo de fotones con resolución espectral.



Figura 8. Esquema de la técnica de cuentas de fotones resueltas en espectro. En este, una fuente de luz compuesta de un continuo de longitudes de onda es dispersada mediante un espectrógrafo. Se realiza un análisis estadístico de los fotones detectados con una cámara *CCD* intensificada por cada componente espectral dispersada por el prisma, lo que permite obtener un espectro continuo de la fuente.

En principio, la técnica aquí descrita puede usarse con luz clásica, es decir, con muchos fotones. Sin embargo, la alta sensibilidad de la cámara *iStar* permite detectar señales en el régimen de fotones individuales.

3.1.1. Control de polarización

El resultado de los procesos ópticos no lineales depende en gran medida del estado de polarización del campo de bombeo incidente. En algunos medios, como las fibras ópticas utilizadas en este trabajo, la birrefringencia introduce índices de refracción diferentes para los modos polarizados a lo largo de sus ejes principales, afectando la eficiencia de los procesos no lineales, o incluso cambiando las condiciones de empatamiento de fase. Por lo tanto, es fundamental un control preciso de la polarización para optimizar la propagación de la luz y garantizar que los estados de polarización deseados se mantengan a lo largo del sistema.

Para ello, se implementó una metodología de control de polarización basada en una placa de media

longitud de onda $(\lambda/2)$ en combinación con un analizador de polarización. La placa de $\lambda/2$ introduce un retardo de fase de π entre los ejes rápido y lento de la onda incidente, permitiendo rotar la polarización de la luz antes de ser acoplada a la fibra birrefringente. De este modo, es posible alinear el estado de polarización con los ejes de la fibra, maximizando la transmisión en un modo específico o minimizando el acoplamiento no deseado entre modos ortogonales.

En el diagrama de la figura 9, se muestra el esquema del sistema de control de polarización implementado.



Figura 9. Esquema del sistema de control de polarización en una fibra birrefringente. La luz atraviesa una placa de media longitud de onda $(\lambda/2)$, que rota su estado de polarización en un ángulo controlado. Posteriormente, la luz se acopla a la fibra birrefringente, la cual presenta ejes rápido y lento (denotados como X y Y, respectivamente), definiendo la propagación de los modos polarizados. Finalmente, un analizador de polarización compuesto por un polarizador lineal permite medir la orientación de la polarización a la salida de la fibra.

Como se puede observar en la figura 9, la placa de media longitud de onda permite ajustar la orientación de la polarización antes del acoplamiento a la fibra birrefringente. Una vez que la luz ha atravesado la fibra, el analizador de polarización a la salida permite caracterizar la orientación del estado de polarización resultante.

Un ejemplo de la implementación de este sistema ocurre cuando se requiere que la polarización del campo de bombeo coincida con el eje rápido de la fibra óptica (X, en el diagrama). En este caso, la polarización del haz se ajusta experimentalmente al rotar la placa $\lambda/2$ hasta maximizar la potencia en el eje de transmisión del analizador, lo que indica que el estado de polarización deseado ha sido alcanzado.

Este método fue aplicado a lo largo de todo el desarrollo experimental para garantizar la alineación

precisa de la polarización de los haces al propagarse por las fibras, permitiendo excitar exclusivamente los procesos no lineales que dependen de configuraciones específicas de polarización.

3.2. Arreglo experimental

El diseño de arreglo experimental propuesto en este trabajo estuvo orientado a la implementación y validación de la traslación espectral de estados fotónicos mediante el proceso de generación de diferencia de frecuencia. Un esquema general del arreglo se muestra en la figura 10, donde se detallan las etapas de generación, traslación espectral y detección de los estados fotónicos.

El diseño experimental se basa en las metodologías previamente descritas, integrando el sistema de detección espectralmente resuelta de la Sección 3.1 para caracterizar los estados fotónicos antes y después de la traslación espectral. Asimismo, se optimizaron los parámetros experimentales clave, como el control de la polarización (descrito en la Sección 3.2) y la selección de las fibras ópticas, con el objetivo de alcanzar las condiciones de empatamiento de fases necesarias para la generación de pares de fotones mediante *SFWM* y la traslación espectral mediante *DFG*.

El arreglo experimental completo, representado en la figura 10, comprende la generación de parejas de fotones, donde uno de los fotones generados se utiliza como la señal a trasladar mediante el proceso de *DFG*, en una fibra óptica elegida convenientemente. Para facilitar su descripción, el montaje puede dividirse en dos secciones principales: una correspondiente al estado de entrada, que involucra la preparación de la señal a ser trasladada mediante *DFG*, y otra correspondiente al estado de salida, donde ocurre la traslación espectral de dicha señal.

- Generación del estado de entrada: Esta sección comprende la generación de pares de fotones mediante SFWM, implementado en una fibra óptica en la que se cumple la condición de empatamiento de fases para las longitudes de onda de bombeo disponibles. A la salida de la fibra, tras suprimir el bombeo y separar los fotones del par, uno de ellos se emplea como señal de entrada al DFG.
- 2. Traslación espectral y detección del estado de salida: En esta sección, la señal de entrada evoluciona en el proceso de DFG, lo que da lugar a su traslación espectral. De la misma manera que para SFWM, es importante asegurar que se cumpla la condición de empatamiento de fases para las longitudes de onda de bombeo disponibles y que la señal trasladada pueda ser detectada con el equipo de detección disponible.

El diseño del experimento se enfoca en garantizar la reproducibilidad de los resultados al tener control y capacidad de medición de los estados fotónicos, antes y después de que ocurra la traslación espectral.



Figura 10. Montaje experimental empleado para la demostración de la traslación espectral de estados fotónicos mediante el proceso de generación de diferencia de frecuencias. El sistema consta de dos fuentes láser de bombeo: un láser *Ti:Za* y un láser *NewFocus*, así como dos fibras ópticas birrefringentes: una fibra *Bow-Tie* y una fibra de cristal fotónico (*PCF*). En la primera etapa del montaje, el láser de bombeo 1 (*Ti:Za*) genera pares de fotones (λ_s, λ_i) en la fibra *Bow-Tie* mediante el proceso de mezcla de cuatro ondas espontánea (*SFWM*), bajo una configuración de polarización *XXYY*. Posteriormente, la señal generada (λ_s) es utilizada como entrada en la segunda etapa del experimento, donde se implementa el proceso *DFG* en la fibra *PCF*, mientras que la señal λ_i es suprimida mediante un filtro espectral (*FESH*800). En el *DFG*, la interacción entre la señal de entrada (λ_s) y los dos bombeos con configuración de polarización *XYYX* da lugar a la traslación espectral, produciendo una nueva señal de salida con longitud de onda λ_r . Para garantizar la alineación y el control del estado de polarización en ambas etapas, se utilizaron placas de media longitud de onda ($\lambda/2$) y polarizadores Glan-Thompson (*G.Th.*). La caracterización espectral de los estados fotónicos se realizó haciendo uso de los filtros espectrales *FESH600* y *FESH750*, mientras que la combinación espectral de los bombeos y la señal de entrada fue implementada con el espejo dicroico *DMSP950*. Finalmente, la detección de fotones se llevó a cabo con una cámara intensificada, *iCCD*, asegurando la correcta caracterización de los estados de entrada y salida. En el esquema, el grosor de la línea indica la intensidad de las señales que siguen el camino óptico generado por los diferentes espejos (M).

3.2.1. Estado de entrada

Como se muestra en la figura 10, la primera etapa del montaje experimental comprende la generación de pares de fotones mediante el mezclado de cuatro ondas espontáneo en una fibra óptica de tipo *Bow-Tie*, donde se garantiza el empatamiento de fases para los bombeos seleccionados. En esta etapa, uno de los fotones generados se emplea como señal de entrada para el proceso de traslación espectral.

El medio no lineal en el que se implementa el proceso *SFWM* es una fibra birrifregente tipo *Bow-Tie*, modelo *HB800G* de *FiberCore*. Para esta fibra en específico se considera la generación de parejas de fotones en configuración de polarización contrapolarizada *XXYY*. Bajo esta configuración de polarización se dan, por lo menos, cuatro distintos procesos correspondientes a diferentes combinaciones de los modos transversales asociados con los campos involucrados. (Cruz-Delgado et al., 2016; Garay-Palmett et al., 2016; Cruz-Delgado et al., 2014).

La configuración de polarización XXYY corresponde a fotones de bombeo y fotones emitidos, cuya polarización está alineada con los ejes principales de la fibra. En la figura 11 se muestra un esquema de la sección transversal de la fibra, indicando sus ejes principales y la polarización correspondiente a los campos que participan en el proceso no lineal. Los fotones de bombeo (λ_{p1}) están polarizados en la dirección X, la cual corresponde con el eje lento de la fibra, mientras que los fotones generados (λ_s y λ_i) tienen polarización ortogonal al bombeo, es decir, a lo largo del eje Y, paralela al eje rápido de la fibra.



Figura 11. Esquema de la sección transversal de la fibra utilizada para preparar el estado de entrada, la cual es una fibra birrefringente tipo *Bow-Tie*. En esta configuración, los fotones de bombeo, con longitud de onda λ_{p1} , están polarizados en la dirección del eje lento (X), mientras que los fotones generados en el proceso de *SFWM* están polarizados a lo largo del eje rápido (Y).

En esta configuración de polarización se generan parejas de fotones en cuatro diferentes procesos de *SFWM*, denotados como procesos *A*, *B*, *C* y *D*, producto de la interacción no lineal de campos propagándose en modos espaciales distintos. En cada uno de los procesos, para los cuales se cumple la condición de empatamiento de fases, la longitud de onda de los fotones emitidos dependerá de la longitud de onda del bombeo.

En este trabajo se consideró como estado de entrada al proceso *DFG* (mediante el cual se da la traslación espectral) uno de los campos emitidos en la fuente *SFWM* implementada en la fibra *HB800G*. En este caso, se escogió como estado de entrada el modo señal (a longitud de onda λ_s), porque traslapa espectralmente con uno de los campos en el proceso de *DFG*. Lo anterior implica que debe satisfacerse simultáneamente la condición de empatamiento de fases para *SFWM* y *DFG* a la misma longitud de onda λ_s . Además, se buscó que la condición de empatamiento de fases simultáneo se diera tal que uno de los bombeos que participan en el *DFG* coincidiera con el bombeo en el proceso *SFWM*. Asimismo, se buscó que los campos a nivel de fotones individuales que participan en los procesos *SFWM* y *DFG* estuvieran centrados en longitudes de onda que favorecieran la medición de sus espectros con los detectores disponibles.

Lo descrito anteriormente determina la configuración de la fuente de *SFWM* que proporciona el estado de entrada al proceso *DFG*. Aunque en la fibra *Bow-Tie* pueden ocurrir diferentes procesos, denotados como *A*, *B*, *C* y *D*, dentro de una amplia banda de longitudes de onda de bombeo que coinciden con el rango de sintonización del láser *Ti:Za* (ver figura 10), solo para uno de los procesos y a una longitud de onda específica de la fuente de bombeo, se puede cumplir simultáneamente la condición de empatamiento de fases perfecto para los dos procesos no lineales. Esta condición depende de la geometría de la fibra óptica utilizada para implementar la traslación espectral.

Como se presenta en el esquema de la figura 10, el control de la potencia y la polarización del haz a la entrada de la fibra *Bow-Tie* se realizó haciendo uso de dos placas $\lambda/2$ y un polarizador *Glan-Thompson* siguiendo la metodología descrita en la sección 3.1.1.

La caracterización del estado de entrada, es decir, la medición de su espectro antes de su inyección a la *PCF* (medio en el que ocurre el *DFG*), se llevó a cabo utilizando el espejo abatible mostrado en el esquema de la figura 10 y el filtro pasa-bajas, *FESH750*, el cual suprime los fotones de bombeo provenientes de la fuente *SFWM*. Note que previamente los fotones en el modo conjugado (a la longitud de onda λ_i) fueron filtrados haciendo uso del filtro *FESH800*.

Idealmente, la preparación del estado de entrada implicaría la detección de los fotones en el modo

acompañante (λ_i), lo que permitiría anunciar la presencia de los fotones en el modo señal (λ_s). Este método es ampliamente utilizado para la generación de fotones individuales mediante *SFWM* (Garay-Palmett et al., 2023). Sin embargo, en este trabajo no se implementó dicho esquema de anunciamiento, ya que su integración implicaría un grado de complejidad que excedía los objetivos del estudio. Dado que el propósito principal era demostrar la traslación espectral como una prueba de concepto, se priorizó un enfoque experimental más accesible, con miras a futuras investigaciones dentro del grupo de trabajo.

3.2.2. Estado de salida

Como fue descrito en la sección 2.1.4, el estado de salida en el proceso de *DFG* estará compuesto por dos contribuciones: los fotones trasladados espectralmente a λ_r y los fotones de entrada que no experimentan traslación, permaneciendo en λ_s . Ambas componentes son el resultado de la interacción no lineal.

Para la implementación del proceso de *DFG*, se utilizó la fibra *NL-PM-750* de *NKT Photonics* con un punto de cero dispersión a 750 nm. Esta fibra de cristal fotónico mantiene la polarización, lo que la hace una fibra altamente birrefringente.

Como se mencionó previamente, uno de los campos de bombeo involucrados en el proceso de *DFG* coincide con el que se utiliza en el proceso de *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*. Como se ilustra en el arreglo experimental de la figura 10, tras la eliminación de los fotones con longitud de onda λ_i , los pulsos de bombeo generados por el láser *Ti:Za* y el estado de entrada se combinan con el segundo campo de bombeo antes de ser inyectados en la *PCF* para la implementación del proceso de *DFG*.

Para la implementación del proceso de *DFG* se usaron como fuentes de bombeo un láser pulsado y un láser de onda continua. El bombeo pulsado, con longitud de onda central λ_{p_1} , es emitido por un láser sintonizable de *Titanio* : *Zafiro* (*Ti* : *Za*), *Mira-900 de Coherent*. Este sistema emite pulsos con una duración de 2 a 3 ps, tiene un ancho de banda promedio de 0.9 nm, su frecuencia de repetición es 76 *MHz* y su potencia promedio máxima es de alrededor 400 mW. Por otro lado, el bombeo de onda continua, con longitud de onda λ_{p_2} , proviene del láser *New Focus 6328H*, el cual se puede sintonizar en el rango de 1509 nm a 1572 nm y tiene una potencia promedio máxima de 20.2 mW.

En el arreglo experimental, tanto el bombeo pulsado como el estado de entrada al proceso de *DFG* provienen de la fibra *Bow-Tie* y presentan polarizaciones ortogonales, debido a la configuración de

SFWM utilizada. Esta condición impone una restricción en la configuración de polarizaciones dentro del proceso de *DFG*, ya que es necesario garantizar la coexistencia y eficiencia de ambos procesos no lineales en el experimento.

Como consecuencia, el control de polarización presentó un desafío en la optimización del acoplamiento de los distintos campos a la *PCF*. En particular, la polarización del bombeo a λ_{p_2} juega un papel determinante en la mezcla de polarizaciones requerida para el proceso de *DFG*. Para ajustar este parámetro, se empleó una placa de media onda ($\lambda/2$) ubicada antes de la *PCF*, permitiendo optimizar la alineación de los campos, como se ilustra en la Figura 10.

En el experimento fue fundamental el acoplamiento simultáneo de tres campos ópticos: los dos campos de bombeo y la señal de entrada. Cada uno de estos campos tiene una longitud de onda distinta y debe ser acoplado de manera óptima en la *PCF*. Este proceso requiere un control meticuloso tanto de las trayectorias ópticas como de la polarización de los campos, garantizando la superposición espacial de los campos previo a su inyección a la fibra óptica, de tal manera que se favorezca la interacción no lineal.

En el arreglo experimental se utilizó un espejo dicroico DMSP950, el cual permite combinar los campos de bombeo y la señal de entrada. El primer campo de bombeo tiene una longitud de onda cercana a 760 nm, mientras que el segundo campo de bombeo se encuentra alrededor de 1550 nm. Además, la longitud de onda del estado de entrada se encuentra en una región espectral próxima a la del primer bombeo.

Dado que estos campos presentan una diferencia significativa en longitud de onda, el acoplamiento en la fibra *PCF* resultó en un desafío técnico. Para maximizar la eficiencia del proceso, se decidió priorizar el acoplamiento de la señal de entrada, optimizando la alineación del bombeo 1 y, en consecuencia, la longitud de onda de los fotones señal generados mediante *SFWM*.

Para mejorar el acoplamiento del campo de bombeo con longitud de onda en el infrarrojo, se empleó una lente con distancia focal de 50 mm montada sobre un micro posicionador. Este ajuste permitió expandir el tamaño del haz de bombeo, facilitando su acoplamiento a la fibra sin afectar la alineación del láser Ti : Za y la señal de entrada.

De manera similar al procedimiento realizado con el estado de entrada, para el análisis espectral de las cuentas de fotones, se utilizaron filtros espectrales pasa cortas (FESH600, FESH750, con longitud de onda de corte de 600 nm y 750 nm, respectivamente) con el propósito de discriminar las señales en función de su longitud de onda y asegurar una detección precisa.

Para medir las cuentas de fotones que no experimentan traslación espectral, se realizaron mediciones en la misma región espectral correspondiente al estado de entrada.

El efecto esperado en estas mediciones es una disminución en la cantidad de fotones detectados en dicha región espectral bajo las condiciones en las que ocurre la traslación espectral. Una disminución en las cuentas puede atribuirse al proceso de traslación de frecuencia, lo que se verifica con el aumento de cuentas en la nueva región espectral correspondiente al estado trasladado.

Para confirmar este fenómeno, se realizaron mediciones espectralmente resueltas en la región donde se espera la presencia del estado trasladado, determinada por la conservación de la energía en el proceso de *DFG*. La comparación entre estas mediciones y aquellas realizadas en la región espectral del estado de entrada permite una evaluación cuantitativa del fenómeno de traslación espectral.

Las mediciones espectrales del estado de salida tras la traslación espectral se realizaron bajo dos configuraciones principales, permitiendo una verificación concluyente del fenómeno:

- Configuración con ambos bombeos encendidos: En esta configuración los campos de bombeo necesarios para inducir el proceso *DFG* se encuentran activos. Se espera que, bajo estas condiciones, las cuentas de fotones en la región espectral del estado de entrada disminuyan, mientras que aumenten en la región correspondiente al estado trasladado, reflejando la traslación espectral.
- 2. Configuración con un bombeo apagado: En esta configuración, el segundo campo de bombeo se mantiene inactivo, lo que impide que se cumplan las condiciones necesarias para que ocurra el proceso de *DFG*. En este caso, las cuentas en la región espectral del estado de entrada deben permanecer constantes, y no deberían registrarse fotones en la región espectral del estado trasladado, ya que la traslación espectral no tiene lugar sin la presencia simultánea de ambos campos de bombeo.

La comparación de las mediciones realizadas bajo estas dos configuraciones proporciona una prueba directa del fenómeno de traslación espectral.

La reducción de cuentas en la región espectral del estado de entrada, acompañada de un aumento en el registro de fotones en la región del estado trasladado, confirma experimentalmente la traslación espectral. Por otro lado, la ausencia de cambios en las cuentas cuando el segundo bombeo está apagado actúa como un control experimental, validando que la conversión de frecuencia es un efecto específico del proceso de *DFG* y no de otros factores externos. En esta sección se presentan los principales resultados que respaldan la demostración experimental de la traslación espectral de un estado fotónico.

Para proporcionar un contexto completo de los hallazgos, se comienza con los resultados teóricos que fundamentan la propuesta experimental. Estos permiten identificar las condiciones óptimas necesarias para la implementación exitosa tanto de la generación del estado de entrada mediante *SFWM* como de la traslación espectral mediante *DFG*.

4.1. Empatamiento de fase

Como se ha mencionado previamente, el empatamiento de fase es un factor clave para maximizar la eficiencia de los procesos ópticos no lineales. En este contexto, los estudios teóricos desempeñaron un papel fundamental en la identificación de las condiciones óptimas para la implementación experimental.

En particular, el diseño experimental requirió la determinación precisa de las condiciones de empatamiento de fase para ambos procesos involucrados. Para el proceso de mezcla de cuatro ondas espontánea se identificó la longitud de onda del bombeo λ_{P_1} y se seleccionó el proceso en el que la generación de pares de fotones es más eficiente en la fibra *Bow-Tie*. Para el *DFG*, se determinaron las longitudes de onda de las señales involucradas y la polarización requerida en la *PCF*. Se exploraron las condiciones bajo las cuales ambos procesos pueden coexistir eficientemente, permitiendo una optimización del diseño experimental que garantizó la máxima eficiencia en ambos fenómenos.

4.1.1. Empatamiento de fase para la generación de parejas de fotones por SFWM

En primer lugar, se determinaron las condiciones óptimas en las que es posible generar parejas de fotones, que a su vez, puedan ser trasladados posteriormente mediante el proceso *DFG*. La generación de esta pareja de fotones se origina en la primera fibra óptica, la denominada fibra *Bow-Tie* como se observa en el diagrama de la figura 10.

Dentro de la fibra *Bow-Tie* se generaron parejas de fotones por el proceso *SFWM* mediante la interacción no lineal de campos propagándose en modos espaciales distintos y en una configuración en la que los

fotones de bombeo están polarizados a lo largo del eje lento, mientras que los fotones emitidos están polarizados a lo largo del eje rápido de la fibra. Este fenómeno ha sido estudiado en la literatura (Cruz-Delgado et al., 2014; Garay-Palmett et al., 2016; Cruz-Delgado et al., 2016), donde se describen los mecanismos teóricos que lo gobiernan. Sin embargo, para los fines del presente trabajo, fue fundamental realizar una caracterización experimental basada en datos obtenidos directamente del sistema, con el propósito de validar y optimizar los procesos de generación de pares de fotones.

Como se detalla en la sección de metodología, esta caracterización se llevó a cabo mediante la medición de cuentas de fotones con resolución espectral. Los espectros obtenidos se ejemplifican en las gráficas de las figuras 12(a) y 12(b), donde se presentan las cuentas de fotones generados para diferentes longitudes de onda de bombeo.



Figura 12. Ejemplos de cuentas resultas en espectro de los fotones generados (señal y acompañante) en la fibra *Bow-Tie.* En particular, este resultado corresponde a una longitud de onda de bombeo central $\lambda_p = 0.74444 \ \mu m$. La longitud de onda central de los pares señal y acompañante de los picos espectrales, satisfacen la ecuación 4., es decir que conservan energía.

En los espectros presentados en la figura 12, la longitud de onda central de la distribución de los fotones sigue la relación dada por la ecuación 4, lo que implica que estas longitudes de onda son simétricas con respecto a la del bombeo.

Los espectros mostrados en la figura 12 representan un ejemplo de las múltiples mediciones realizadas. En particular, la figura 12(a) muestra el espectro correspondiente a los fotones señal generados en la fibra *Bow-Tie* mediante el proceso de *SFWM*, utilizando un bombeo con longitud de onda $\lambda_P = 0.74444 \ \mu m$.

Estas mediciones se llevaron a cabo para diferentes longitudes de onda de bombeo, con el objetivo de identificar los distintos procesos de generación de *SFWM* que ocurren dentro de la fibra *Bow-Tie*,

permitiendo caracterizar la dinámica del proceso en función de las condiciones experimentales.

A partir de una serie de mediciones espectrales, se logró identificar experimentalmente cuatro procesos de *SFWM* que ocurren en la fibra *Bow-Tie.* Estos procesos fueron clasificados en función de la intensidad relativa de las señales registradas, denominándose como procesos *A*, *B*, *C* y *D*. Un resumen de estas mediciones se presenta en la figura 13.



Figura 13. Gráfica de empatamiento de fases de los cuatro procesos de *SFWM* en la fibra *Bow-Tie* (*A*, *B*, *C* y *D*). Los puntos rojos corresponden a la longitud de onda central de las señales medidas experimentalmente (tras un ajuste gaussiano). Los cuadros azules son datos teóricos obtenidos de aplicar la relación de conservación de energía a cada señal medida. Las líneas sólidas y punteadas son un ajuste lineal a los datos.

La serie de mediciones espectrales fue analizada ajustando cada pico espectral a una función gaussiana, con el objetivo de determinar tanto la longitud de onda central de la distribución de fotones generados (λ) como su ancho espectral, en función de la longitud de onda del bombeo (λ_P) . Este análisis se aplicó a los datos presentados en la figura 12.

La figura 13 muestra los cuatro principales procesos de generación de pares de fotones en la fibra *Bow-Tie*, los cuales fueron identificados a partir de mediciones experimentales de la distribución espectral de los fotones generados, combinadas con el cálculo teórico de las longitudes de onda de los fotones acompañantes, siguiendo la ley de conservación de energía.

En la figura 13, se observa que los cuatro procesos de *SFWM* siguen una tendencia lineal, lo cual se debe a que la longitud de onda del bombeo se encuentra alejada del punto de cero dispersión de la fibra. Este comportamiento lineal permite predecir con precisión las longitudes de onda de los fotones señal y acompañante generados, para cualquier longitud de onda de bombeo dada.

4.1.2. Empatamiento de fase para el proceso SFWM en la fibra PCF

De manera análoga a los resultados obtenidos para la fibra *Bow-Tie*, se realizaron mediciones experimentales de los espectros correspondientes a fotones generados mediante *SFWM* en la fibra *PCF*, utilizando como único haz de bombeo el láser *Ti:Za*.

Como se ha discutido, en el caso de la *PCF*, al tratarse de una fibra birrefringente, es fundamental considerar la polarización de los fotones involucrados, ya que esta influye directamente en el proceso de *SFWM* que ocurre dentro del medio.

Siguiendo la notación en la que X y Y representan los ejes rápido y lento de la fibra *PCF*, respectivamente, la polarización de un campo puede expresarse como X o Y en función de su orientación con respecto a los ejes principales de la fibra.

Bajo esta notación, la configuración de polarización de los cuatro campos involucrados en el proceso puede describirse mediante una secuencia de cuatro letras, donde cada una representa la polarización de un campo específico. Estas configuraciones se resumen en la tabla 1, donde se clasifican de acuerdo con el tipo de proceso que generan.

Tabla 1. Configuraciones de polarización de los diferentes procesos que pueden generarse en la fibra PCF.

Bombeo 1	Bombeo 2	o 2 Fotón Señal Fotón Acompañante		Tipo de proceso	
Х	Х	Х	Х	Copolarizado	
Y	Y	Y	Y	Copolarizado	
Х	Y	Х	Y	Contra polarizado	
Х	Y	Y	Х	Contra polarizado	
Y	Y	Х	Х	Contra polarizado	
Х	Х	Y	Y	Contra polarizado	

Los procesos de generación de pares de fotones, resumidos en la tabla 1, pueden involucrar interacciones copolarizadas y contrapolarizadas, lo que influye directamente en la eficiencia de generación de pares de fotones.

En las configuraciones copolarizadas, como en el caso del proceso XXXX, los fotones generados tienen la misma polarización del haz de bombeo. Estos procesos dependen de componentes específicas del tensor de susceptibilidad no lineal de tercer orden, como $\chi^{(3)}_{XXXX}$.

Por otro lado, en los procesos contrapolarizados, como XXYY, la generación de fotones a través de *SFWM* involucra diferentes componentes del tensor de susceptibilidad no lineal, como $\chi^{(3)}_{XXYY}$. En este caso, tanto el fotón señal como el fotón acompañante son generados con polarizaciones ortogonales a la del bombeo, lo que modifica la dinámica de conversión de los estados fotónicos dentro de la fibra.

La eficiencia entre los procesos copolarizados y contrapolarizados suele diferir significativamente. Para el caso de los procesos contrapolarizados el coeficiente no lineal γ se reduce a un tercio del valor correspondiente a los procesos copolarizados, siguiendo la relación entre los elementos del tensor de susceptibilidad (Agrawal, 2013). Como consecuencia, los procesos copolarizados tienden a ser más fáciles de observar experimentalmente en comparación con los procesos contrapolarizados.

Debido a estas consideraciones, se realizaron mediciones espectrales de los fotones generados por *SFWM* en la fibra *PCF*, enfocándose en los procesos copolarizados.

El análisis espectral permitió determinar tanto la longitud de onda central de la distribución de los fotones generados, como su ancho espectral. Además, utilizando la dispersión calculada de la fibra *PCF* y la condición de empatamiento de fase para distintos procesos, fue posible calcular teóricamente la condición de empatamiento de fase para *SFWM* bajo las diversas configuraciones de polarización.

Al comparar los resultados experimentales de la medición espectral con las simulaciones teóricas de los procesos *SFWM*, fue posible analizar experimentalmente el comportamiento de los distintos procesos que tienen lugar en la *PCF*, validando su correspondencia con las predicciones teóricas.

Como resumen de estos hallazgos, la figura 14 presenta la condición de empatamiento de fase para los procesos copolarizados *XXXX* y *YYYY* en donde las mediciones realizadas se presentan como puntos con barra de error, siendo este error el ancho de banda de los espectros obtenidos.

A partir de la figura 14, se observa que los fotones generados por *SFWM* en los procesos copolarizados siguen la tendencia predicha por la teoría, aunque con ligeras discrepancias. Cabe destacar que las barras

de error que aparecen en la figura hacen referencia al ancho a media altura *FWHM* del ajuste gaussiano a cada espectro correspondiente a la pareja de fotones generada.



Figura 14. Gráfica de empatamiento de fase experimental (puntos con barra de error) y teórica (lineas sólidas) para los procesos de *SFWM* copolarizados *XXXX* y *YYYY* en la fibra *PCF*.

Estas diferencias pueden atribuirse a la dispersión de la fibra óptica, la cual es obtenida desde los datos experimentales vía un algoritmo genético (De La Torre-Robles et al., 2021). Este tratamiento numérico se basa en un modelo del proceso de *SFWM*, en el cual hay aproximaciones que pueden explicar las discrepancias entre los puntos experimentales y las curvas teóricas de la figura 14. Sin embargo, como puede observarse, cualitativamente existe un acuerdo entre teoría y experimento.

4.1.3. Empatamiento de fase para el proceso DFG

Como se ha mencionado anteriormente, el proceso de generación por diferencia de frecuencias es el mecanismo por el cual se lleva a cabo la traslación espectral del estado de entrada, y este fenómeno ocurre en la fibra *PCF*. Para determinar la condición de empatamiento de fase del proceso, es necesario realizar un modelado numérico, dado que la dispersión de la fibra influye significativamente en el resultado.

A partir del conocimiento de la dispersión de la fibra PCF y utilizando las ecuaciones 8 y 9, se calculó la condición de empatamiento de fase para *DFG*. En este análisis, se evaluó la condición $\Delta k(\omega_{P_1}, \omega_{P_2}, \omega_s, \omega_r) = 0$ en el espacio de las longitudes de onda de los bombeos, ya que representar las soluciones en este espacio facilita la selección de las longitudes de onda de bombeo óptimas para la implementación experimental.

Una representación gráfica del empatamiento de fase se muestra en la figura 15, donde se ilustran las soluciones de la condición $\Delta K_{DFG}(\omega_{P_1}, \omega_{P_2}, \omega_s, \omega_r) = 0.$



Figura 15. Gráfica de empatamiento de fase teórica para el proceso *DFG* con configuración de polarización *XXXX* en la fibra *PCF*. En la gráfica, las lineas rectas corresponden a soluciones que no son físicas.

En la gráfica de la figura 15, correspondiente al caso con polarización XXXX, se presentan las soluciones para las cuales $\Delta K = 0$ en los campos involucrados en el proceso *DFG*.

Es importante destacar que, si bien algunas soluciones satisfacen numéricamente la condición de empatamiento de fase, no todas poseen un significado físico real. Estas soluciones no físicas aparecen en las gráficas de empatamiento de fase como líneas rectas, reflejando configuraciones que, aunque matemáticamente válidas, no pueden implementarse experimentalmente.

4.2. Empatamiento de fase Simultáneo

Como se ha mencionado previamente, el empatamiento de fase es un factor clave para maximizar la eficiencia en los procesos ópticos no lineales. En escenarios donde múltiples procesos interactúan entre sí, como es este caso, es fundamental asegurar que el empatamiento de fase de cada proceso por separado se cumpla simultáneamente.

En el montaje experimental implementado (ver figura 10), es necesario que se satisfagan dos condiciones de empatamiento de fase de manera conjunta. Para el proceso *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*, el empatamiento de fase debe cumplirse para garantizar la generación de pares de fotones, mientras que para el proceso *DFG* en la *PCF*, se debe satisfacer la condición de empatamiento de fase para permitir la traslación espectral de uno de los fotones generados en el proceso anterior.

El éxito del experimento depende de la correcta configuración de estos dos procesos, asegurando que ambas condiciones de empatamiento de fase sean compatibles dentro del sistema experimental.

La generación de pares de fotones ocurre en la fibra *Bow-Tie* y es función de la longitud de onda del primer bombeo, correspondiente al láser *Ti:Za*, con longitud de onda λ_{P_1} . Como se muestra en la gráfica de la figura 13, la generación de los fotones señal y acompañante en esta fibra sigue una tendencia lineal, lo que permite determinar de manera directa las longitudes de onda de los fotones, dada la longitud de onda del bombeo.

Esta relación entre la longitud de onda del bombeo λ_{P_1} y las longitudes de onda de los fotones generados λ_s y λ_i puede representarse de manera indirecta en el espacio de longitudes de onda de bombeo λ_{P_1} y λ_{P_2} . En este espacio, dicha relación se visualiza como una línea vertical a una longitud de onda de bombeo fija λ_{P_1} como se ilustra en la figura 16, indicando que la posición de los fotones generados está

directamente determinada por la elección de λ_{P_1} .

Por otro lado, el empatamiento de fase del proceso *DFG*, representado en el espacio de longitudes de onda de los bombeos λ_{P_1} y λ_{P_2} , presenta un comportamiento análogo al de la figura 15, dependiendo de las distintas configuraciones de polarización.



Figura 16. Empatamiento de fases simultáneo para los proceso *SFWM* y *DFG*. Los puntos rojos corresponden la condición $\Delta k = 0$ para el proceso de *DFG*, mientras que la línea sólida azul representa la condición $\Delta k = 0$ para *SFWM* a una longitud de onda de bombeo $\lambda_{P_1} = 0.759 \ \mu m$. La franja azul claro denota el rango de sintonización del láser infrarrojo *New Focus* (ver figura 10). Note que los puntos rojos cerca del eje horizontal son la frontera que delimita la zona no física o fuera del rango de validez de la dispersión de la fibra óptica. Las intersecciones de ambas soluciones se han indicado con los círculos de color verde.

46

Al superponer las gráficas de empatamiento de fases para el proceso *DFG* junto a la representación indirecta del empatamiento de fases para el proceso *SFWM*, es posible identificar el cumplimiento simultáneo de las dos condiciones a partir de la intersección de las dos curvas. Este comportamiento se ilustra en la figura 16, donde se observan los puntos en donde ambos procesos pueden coexistir de manera óptima.

La figura 16 muestra el cumplimiento simultáneo de la condición de empatamiento de fases para el *SFWM* y *DFG*. En el caso de *SFWM*, la solución corresponde al proceso *D* (ver figura 13) para una longitud de onda de bombeo $\lambda_{P_1} = 0.759 \ \mu m$. A su vez, para *DFG*, la solución corresponde a la configuración de polarización *XYYX*.

Como se observa en la figura, para $\lambda_{P_1} = 0.759 \ \mu m$, hay cuatro soluciones simultáneas a la condición de empatamiento de fases de los procesos de *SFWM* y *DFG*. Entre ellas, resulta de interés la que traslapa con el rango de sintonización del láser *New Focus*, específicamente en $\lambda_{P_2} = 1.555 \ \mu m$. Esta solución corresponde con el modo acompañante del proceso D de *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*, es decir, con $\lambda_{D_i} = 0.72021 \ \mu m$.

Para conocer las condiciones óptimas en las que puede lograrse el empatamiento de fases simultáneo, fue necesario analizar todas las gráficas de empatamiento de fases del proceso *DFG* bajo las diferentes configuraciones de polarización. Además, fue importante tener en cuenta la longitud de onda del segundo láser de bombeo, ya que esta influye directamente en la viabilidad del proceso de traslación espectral.

En el desarrollo experimental, se decidió utilizar el láser infrarrojo *New Focus* como segundo bombeo, debido a su banda espectral de operación y su capacidad de sintonización. Gracias a esta característica, existe un rango de longitudes en el que es posible cumplir la condición de empatamiento de fases simultáneo y, por ende, implementar el proceso de traslación espectral por *DFG*. La banda de sintonización del láser *New Focus* corresponde a la franja azul claro en la figura 16.

Es importante mencionar que las intersecciones en la figura 16 dependen significativamente de la longitud de onda λ_{P_1} , ya que al modificar este parámetro, tanto la recta de empatamiento de fase indirecto del proceso *SFWM* como la curva de empatamiento de fase del proceso *DFG* se desplazan. Estos cambios son resultado de la dependencia de λ_{P_1} en las ecuaciones 5 y 9.

Para analizar la condición de empatamiento de fase simultáneo a diferentes longitudes de onda λ_{P_1} , fue necesario identificar las intersecciones de las curvas a lo largo de una serie de simulaciones numéricas. De este modo, el empatamiento de fase simultáneo puede describirse mediante una gráfica de λ_{P_2} en función de λ_{P_1} , construida a partir de las intersecciones entre las curvas de empatamiento de fase de

SFWM y DFG para distintas longitudes de onda λ_{P_1} .

El estudio de la condición de empatamiento de fase simultáneo en función de λ_{P_1} se realizó para los distintos procesos de generación de fotones mediante *SFWM*, dentro de la región de sintonización del láser infrarrojo. Este análisis se presenta en la figura 17, correspondiente a la configuración de polarización *XYYX* en la fibra *PCF*.



Figura 17. Empatamiento de fases simultáneo en función de λ_{p1} para el modo acompañante generados en los procesos *SFWM A*, *B*, *C* y *D* de la fibra *Bow-Tie*. La franja azul claro corresponde al rango de sintonización del láser *New Focus*.

A partir de la gráfica de la figura 17, se observa que existen configuraciones específicas de longitudes de onda en las que el empatamiento de fase es simultáneamente posible para los procesos *SFWM* y *DFG*.

En particular, dado que experimentalmente se identificó que la distribución de fotones generados en el proceso *D* de *SFWM* presenta el mayor número de cuentas en comparación con los demás procesos de generación estudiados, se seleccionó este modo de generación como estado de entrada para la traslación espectral. Para ello, se utilizaron las siguientes longitudes de onda de bombeo: $\lambda_{P_1} = 0.759 \ \mu m$, $\lambda_{P_2} = 1.554 \ \mu m$.

A modo de resumen, la configuración de longitudes de onda de los bombeos que se determinaron como los más adecuados para la observación del fenómeno de traslación espectral se presenta en la tabla 2. En esta tabla se incluyen las longitudes de onda de los fotones correspondientes al estado de entrada y al estado de salida en la traslación espectral, así como los procesos no lineales involucrados en la generación del estado de entrada (*SFWM*) y en la conversión al estado de salida (*DFG*).

Tabla 2. Configuración óptima de empatamiento de fases simultáneo para la traslación espectral.

Bombeo 1 (λ_{p1}) $[\mu m]$	Bombeo 2 (λ_{p2}) $[\mu m]$	Estado de entrada (λ_s) $[\mu {\sf m}]$	Estado de salida (λ_r) $[\mu m]$	Proceso SFWM	Proceso DFG
0.759	1.554	0.72021	0.48485	D (acompañante)	XYYX

4.3. Estado de entrada

Para demostrar explícitamente el proceso de traslación espectral, es fundamental caracterizar el estado de entrada antes de que ocurra la conversión de frecuencia.

La caracterización consiste en medir las distribuciones espectrales de los modos señal y acompañante, generados por *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*. Hay que hacer énfasis en que el estado a trasladar viene del proceso *D* en la fibra *Bow-Tie*, específicamente del modo acompañante del estado de dos fotones.

4.3.1. Fotones generados por SFWM en la fibra Bow-Tie

Como se mencionó anteriormente, en la fibra *Bow-Tie* la generación de pares de fotones por *SFWM* ocurre a través de cuatro procesos distintos: *A*, *B*, *C* y *D*. Cada uno de estos procesos corresponde a interacciones de campos en diferentes modos espaciales, lo que influye en la distribución espectral y eficiencia de generación de fotones.

En la figura 13, se muestra cómo las señales de *SFWM* siguen una tendencia lineal en función de la longitud de onda del bombeo λ_{P1} . Sin embargo, esta gráfica no proporciona información sobre la distribución espectral de los fotones generados. Para entender dicha distribución, es importante analizar las detecciones resueltas espectralmente, es decir, las cuentas de fotones registradas en función de la longitud de onda.

En la figura 18 se presenta el espectro obtenido mediante la detección de fotones en la cámara intensificada para cada uno de los cuatro procesos de *SFWM* cuando se utiliza un bombeo con longitud de onda λ_{P_1} .



Figura 18. Espectro de fotones acompañante generados en los procesos *SFWM A*, *B*, *C* y *D* en la fibra *Bow-Tie*. Los fotones son generados al utilizar un bombeo con longitud de onda $\lambda_{P_1} = 0.75898 \pm 2 \times 10^{-5} \ \mu m$.

Los espectros mostrados en la figura 18 corresponden a los modos acompañante de los cuatro procesos *SFWM* originados en la fibra *Bow-Tie*. De acuerdo a la convención establecida en la figura 13, el modo acompañante se refiere a la componente del par de fotones que tiene longitud de onda menor a la longitud de onda del bombeo. La figura 19 muestra el espectro del bombeo utilizado para la generación de estos fotones.

Se puede observar en la figura 18 que la señal correspondiente al proceso D exhibe mayor intensidad, lo cual está asociado con una fuente *SFWM* brillante, en términos del número de fotones emitidos por componente espectral y unidad de tiempo. En este sentido, la señal proveniente del modo D resulta apropiada para fungir como estado de entrada al proceso de *DFG*, dado que hay más fotones disponibles con probabilidad de ser trasladados.



Figura 19. Espectro del pulso de bombeo centrado en $\lambda_{P_1} = 0.75898 \ \mu m$ con el que se generan pares de fotones en la fibra *Bow-Tie*.

Como se mencionó en la exploración del empatamiento de fases simultáneo, al seleccionar las longitudes de onda de bombeo $\lambda_{P_1} = 0.759 \ \mu m$ y $\lambda_{P_2} = 1.554 \ \mu m$, se establece que el empatamiento de fase se cumple únicamente para el proceso *D*. Sin embargo, es importante destacar que, aunque el empatamiento simultáneo ocurre para este proceso, esto no excluye la posibilidad de que otros procesos presenten condiciones para las que Δk sea cercano a cero.

El estado de entrada para la traslación espectral corresponde a los fotones acompañantes generados por el proceso *D* de *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*. En la figura 20 se presenta su distribución espectral con más detalle.

Se observa en la figura 20 que el estado de entrada al proceso de *DFG* exhibe un espectro centrado en $\lambda_s = 0.72197 \pm 4 \times 10^{-5} \ \mu m$ y tiene un ancho espectral a media altura de $10.89 \times 10^{-3} \ \mu m$.



Figura 20. Espectro de fotones acompañante generados por el proceso *SFWM D* en la fibra *Bow-Tie*. Los fotones son generados al utilizar un bombeo con longitud de onda $\lambda_{P_1} = 0.75898 \pm 2 \times 10^{-5} \ \mu m$.

4.3.2. Fotones generados por SFWM en la fibra PCF en la región de la traslación espectral

Una vez conocido el estado de entrada de la traslación espectral, es importante señalar que, aunque el experimento esté diseñado para favorecer el proceso de *DFG* en la *PCF*, esto no impide la ocurrencia de otros procesos no lineales, como *SFWM* en la misma fibra. Esto se debe a que la fibra *PCF* posee un alto coeficiente no lineal γ , lo que significa que, en presencia de campos intensos, pueden generarse otros fenómenos no lineales, incluyendo *SFWM*. Adicionalmente, la *PCF* exhibe empatamiento de fases para seis diferentes procesos, correspondientes a diferentes combinaciones de polarización de los campos que interactuán (ver la tabla 1). Estos diferentes procesos, aunque no máximamente, se traslapan espectralmente (De La Torre-Robles et al., 2021).

Los procesos no lineales, como *SFWM*, que se pueden ocurrir en la fibra *PCF* junto con el *DFG*, son particularmente relevantes en la región espectral donde se espera la traslación de frecuencia, ya que pueden superponerse con la señal trasladada y dificultar su identificación.

Para evaluar estos efectos, se realizaron mediciones espectrales en la región comprendida entre $0.478 \ \mu m$ y $0.490 \ \mu m$, donde, según la conservación de la energía, se esperaban detectar los fotones trasladados. Estas mediciones se llevaron a cabo utilizando únicamente el láser *Ti:Za* como bombeo, con el propósito de identificar posibles contribuciones de *SFWM* y otros procesos no lineales que podrían interferir con la observación de la traslación espectral.

De la disposición del arreglo experimental mostrado en la figura 10, es importante destacar que la luz proveniente del láser *Ti:Za* (bombeo 1, λ_{P_1}), al pasar primero por la fibra *Bow-Tie* con polarización *X*, mantiene esta misma polarización al incidir en la fibra *PCF*.

Sin embargo, la notación de polarización X hace referencia a que la polarización lineal del haz coincide con el eje rápido de la fibra *Bow-Tie*, lo que no garantiza que coincida con alguno de los ejes principales de la *PCF*. En otras palabras, aunque en principio se espera que la polarización X del bombeo 1 permanezca como polarización X en la fibra *PCF*, en la práctica la luz que entra a la *PCF* puede estar en una superposición de contribuciones X e Y, debido a desalineación o inyección fuera de eje o por causa de la diferencia en la birrefringencia de las dos fibras.

Como consecuencia, el pulso de bombeo inyectado a la PCF, estando en una combinación de polarizaciones X e Y, puede excitar la generación de uno o varios de los procesos SFWM resumidos en la tabla 1.

La medición espectral de fotones en la región comprendida entre $0.478 \ \mu m$ y $0.490 \ \mu m$ se presenta en la figura 21. En esta gráfica, se observa la distribución espectral de los fotones detectados, lo que permite analizar la presencia de posibles contribuciones de *SFWM* u otros procesos no lineales que puedan influir en la identificación de los fotones trasladados mediante *DFG*.

La distribución de fotones presentada en la figura 21 es generada exclusivamente por la interacción de la luz del bombeo 1 con la *PCF*, es decir, sin el láser de onda continua. Para comprender este fenómeno, se llevaron a cabo una serie de mediciones que permitieron caracterizar las propiedades de esta señal.

El primer estudio consistió en variar la potencia de la luz incidente en la fibra *PCF*. Es importante señalar que, dado que la luz del bombeo 1 debe atravesar primero la fibra *Bow-Tie*, la potencia que finalmente llega a la *PCF* está condicionada por el coeficiente de acoplamiento entre ambas fibras.



Figura 21. Cuentas de fotones resultas espectralmente registradas al final de la fibra *PCF* bombeando únicamente el láser *Ti:Za* centrado en 0.759 μm .

En este experimento, se determinó que la eficiencia de acoplamiento en la fibra *Bow-Tie* fue del 50 %, mientras que en la fibra *PCF* se obtuvo la eficiencia del 30 %, lo que influye directamente en la cantidad de luz disponible para la generación de procesos no lineales dentro de ésta.

Como resultado, se obtuvo el espectro medido a la salida de la *PCF* para diferentes valores de la potencia de bombeo. Estos resultados se presentan en la figura 22, donde se muestra la variación en la distribución espectral de la señal obtenida en función de la potencia acoplada a la fibra.

El análisis de estos espectros permite evaluar el impacto de la potencia de bombeo en la generación de procesos no lineales dentro de la *PCF*, en particular su influencia en las características espectrales de la señal trasladada por *DFG*.

La figura 22 muestra la distribución espectral de la señal obtenida cuando el bombeo pulsado, proveniente del láser de *Ti:Za*, incide en la *PCF*. Se realizaron mediciones para cuatro valores de la potencia del bombeo. En este caso, la señal emitida se derivó exclusivamente de la interacción del bombeo 1 con la *PCF*, lo cual fue constatado al hacer incidir solo el bombeo 2, en cuyo caso no se detectó señal alguna.



Figura 22. Distribución espectral de la señal medida a la salida de la *PCF* cuando es bombeo sólo por el láser *Ti:Za* centrado en 0.759 μm utilizando diferentes potencias. El acoplamiento de las fibras ópticas fue de 50% en la *Bow-Tie* y de 30% en la *PCF*.

Para determinar el origen de esta señal, se analizó el área bajo la curva obtenida a partir de un ajuste gaussiano a los espectros medidos. El crecimiento del área en función de la potencia de bombeo proporciona información sobre el tipo de fenómeno no lineal responsable de la generación de estos fotones. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 23. Estos permitieron identificar la relación que existe entre la potencia de bombeo y la intensidad de la señal observada.

Como se observa en la figura 23, el comportamiento obtenido no es lineal. Aunque el número de puntos en la gráfica no permite una identificación clara de una tendencia cuadrática, lo cual indicaría que el fenómeno responsable de la señal es *SFWM*, es evidente que la relación entre la potencia de bombeo y la señal generada no sigue un comportamiento lineal.

La desviación con respecto al comportamiento cuadrático observado en las cuentas de la figura 23 se debe, principalmente, a la cantidad limitada de datos recabados y al ajuste aplicado a cada una de las curvas. Con un mayor número de puntos experimentales, la tendencia cuadrática debería manifestarse

de manera más clara y consistente.



Figura 23. Cuentas en función de la potencia acoplada del bombeo del láser Ti:Za. Señal a la salida de la PCF.

Además, es importante destacar que el número de cuentas se obtuvo mediante la integración del ajuste gaussiano de los espectros presentados en la figura 22. Sin embargo, este ajuste no es completamente representativo, ya que excluye las cuentas en los extremos del espectro, las cuales surgen con el incremento de la potencia incidente del bombeo en la fibra. En particular, para potencias acopladas de 25.43mW y 27.91mW (ver Figura 22), se observa un aumento de cuentas en los extremos del espectro que no queda reflejado en el ajuste gaussiano. Esto provoca que la tendencia de la curva en la Figura 23 no siga un comportamiento estrictamente cuadrático.

Como resultado, las variaciones en los datos pueden estar influenciadas por el ajuste empleado, lo que introduce una posible fuente de discrepancia en la tendencia esperada.

Dado que la *PCF* está compuesta principalmente de SiO_2 , un material centro simétrico, no es posible la aparición de fenómenos ópticos no lineales de orden par, como los de segundo orden. Esto sugiere que la generación de la luz observada proviene de *SFWM*.

Para confirmar que el origen de la luz medida es efectivamente el proceso *SFWM*, se llevó a cabo un análisis adicional basado en la variación de la longitud de onda del bombeo, permitiendo así una caracterización más detallada del comportamiento del proceso observado.

Los resultados de este estudio se presentan en la figura 24, donde se comparan las variaciones espectrales observadas con las predicciones teóricas para distintos procesos *SFWM* en la fibra *PCF*.

Como resultado de la variación en la longitud de onda del bombeo, se observó que la longitud de onda central de la señal cambió siguiendo una tendencia característica de un proceso *SFWM* que involucra campos eléctricos con distinta polarización.



Figura 24. Diagramas de empatamiento de fase ($\Delta k = 0$) para *SFWM* en la *PCF*, representados mediante líneas sólidas y segmentadas. Específicamente, se muestra el brazo visible del diagrama para cuatro de los seis procesos listados en la tabla 1. Los puntos con barras de error corresponden a datos experimentales.

Dada la tendencia mostrada en la figura 24, fue posible inferir que la señal medida no solo corresponde a un proceso no lineal de tercer orden, sino que es específicamente atribuible al proceso *SFWM* con configuración de polarización *XYXY*, ver tabla 1. Al variar la longitud de onda de bombeo, los datos experimentales se desplazan siguiendo la tendencia dictada por el empatamiento de fase para este proceso.

La discrepancia entre los datos experimentales y las curvas teóricas para $\Delta k_{XYXY} = 0$ puede atribuirse principalmente a incertidumbres en la dispersión calculada. De manera análoga a lo observado en la figura 14, los puntos experimentales no cruzan exactamente la curva teórica, pero siguen claramente su tendencia, lo que indica una fuerte correspondencia con el proceso *SFWM* en la fibra *PCF*.

Con esta identificación, fue posible realizar la medición de la traslación espectral, sustrayendo la contribución de esta señal no deseada, lo que permitirá evaluar de manera precisa la generación de los fotones trasladados por el proceso *DFG*.

4.3.3. Ensanchamiento espectral de los campos pulsados

Otro factor clave a considerar en la señal de entrada al proceso de traslación espectral es el ensanchamiento espectral que experimentan los campos pulsados a lo largo de su propagación en las fibras ópticas.

Como se discutió en el desarrollo teórico, cuando la luz de alta intensidad se propaga a través de una fibra óptica, puede experimentar el fenómeno de auto-modulación de fase. Este fenómeno induce la generación de nuevas frecuencias, lo que provoca un ensanchamiento espectral a la salida de la fibra.

Para evaluar experimentalmente el impacto de este fenómeno, se realizaron mediciones espectrales de los pulsos emitidos por el láser *Ti:Za*, después de su propagación a través de las fibras *Bow-Tie* y *PCF*.

Dado que la eficiencia de acoplamiento a la fibra *Bow-Tie* fue de 50 %, a pesar de que la fibra no exhibe un coeficiente no lineal alto, la potencia fue suficiente para que el pulso de bombeo, proveniente del láser de *Ti:Za* experimentara ensanchamiento en su propagación, considerando, además, que la longitud de la fibra es de 0.7 m. Los espectros obtenidos para diferentes valores de potencia a la entrada de la fibra se muestran en la figura 25.



Figura 25. Ensanchamiento del bombeo en la fibra *Bow-Tie*. A la entrada de la fibra el pulso está centrado en $0.75899 \ \mu m$. Se muestran resultados para diferentes valores de la potencia incidente del pulso a la *Bow-Tie*.

Es importante entender la evolución del pulso de bombeo, dado que esta dinámica podría influir en las propiedades espectrales de las señales generadas por *SFWM* y *DFG*.

Como se observa en la figura 25, a medida que aumenta la potencia del láser, se produce la generación de nuevas frecuencias, lo que se traduce en el ensanchamiento espectral del pulso. A potencias mayores a los $100 \ mW$, se distingue un espectro asimétrico, formado por varios picos, lo cual es característico del fenómeno de auto-modulación de fases.

Este ensanchamiento espectral es consecuencia directa de la no linealidad del medio de propagación, principalmente debido al fenómeno de auto-modulación de fase. Dado que el arreglo experimental (ver diagrama de la figura 10) es tal que el láser de bombeo 1 se propaga primero a través de la fibra *Bow-Tie* y luego a través de la fibra *PCF*, el efecto acumulado de la auto-modulación de fase se vuelve aún más pronunciado en la segunda fibra.

Para analizar este comportamiento en la segunda etapa de propagación, en la figura 26 se presentan los espectros medidos a la salida de la *PCF*, obtenidos para diferentes valores de potencia del bombeo a la

entrada de la fibra *Bow-Tie*. Estos resultados permiten evaluar cómo la intensidad del bombeo influye en la magnitud del ensanchamiento espectral y en la distribución de las nuevas frecuencias generadas a lo largo del sistema experimental.



Figura 26. Espectro del pulso de bombeo (emitido por el láser de Ti:Za) a la salida de la *PCF*, pasando primero por la fibra *Bow-Tie*. A la entrada de la *Bow-Tie*, el pulso está centrado en 0.759 μm . Se muestran resultados para diferentes valores de la potencia incidente del pulso a la *Bow-Tie*.

La figura 26 muestra claramente el ensanchamiento adicional que experimenta el pulso de bombeo al propagarse a través de la *PCF*, después de haber pasado primero por la fibra *Bow-Tie*. Es importante destacar que la *PCF* posee un coeficiente no lineal mayor que la *Bow-Tie*, lo que provoca que, a pesar de una menor potencia acoplada, la magnitud del ensanchamiento espectral sea mayor en comparación con el obtenido en la *Bow-Tie*.

Dado que el ensanchamiento espectral global experimentado por el pulso de bombeo, incluso a bajas potencias, puede afectar las propiedades espectrales de los procesos *SFWM* y *DFG*, dificultando la posibilidad de discriminar claramente la señal trasladada, fue necesario medir el espectro del estado de entrada al proceso *DFG* a distintas potencias de bombeo.

La figura 27 muestra los espectros del estado de entrada medidos a la salida de la *PCF* en función de la potencia del láser pulsado. Se observa que, aunque no se generan nuevas señales debido a los efectos de propagación, sí se presentan cambios conforme la potencia aumenta. Si bien no se observa un cambio significativo en el ancho espectral de cada señal, la forma e intensidad de cada pico se modifican.

Estos resultados sugieren que no habría una alteración en la señal trasladada debido a los efectos de propagación, o que la señal no podría ser discriminada como resultado del ensanchamiento espectral.



Figura 27. Ensanchamiento de los fotones generados por *SFWM* en la fibra *Bow-Tie* a través de la fibra *PCF*. Los fotones son generados con el bombeo del láser *Ti:Za*, centrado en $0.75899 \ \mu m$, para diferentes potencias del bombeo de entrada a la fibra *Bow-Tie*.

4.4. Probabilidad de conversión espectral en el proceso de DFG

Una vez identificados los factores que pueden modificar los espectros de los estados de entrada y salida en el proceso de *DFG*, otra propiedad importante de cuantificar es la probabilidad de conversión. Esta se entiende como la probabilidad de que un fotón del estado de entrada sea trasladado espectralmente por el proceso de *DFG* y detectado como el estado de salida.
Un paso previo para cuantificar la probabilidad de traslación es analizar las propiedades espectrales del proceso de *DFG*, las cuales pueden inferirse a partir de la función de mapeo (ver ecuación 12). Esta función describe la correlación entre las frecuencias del estado de entrada y las frecuencias de la señal trasladada. Es importante recordar que las frecuencias del estado de entrada corresponden a la señal generada por el proceso de *SFWM*, específicamente a la componente asociada al modo acompañante del proceso *D* generado en la fibra *Bow-Tie* (ver figura 20).

Para este cálculo, se consideraron las siguientes condiciones experimentales: haz pulsado centrado en $\lambda_{P_1} = 0.7589 \ \mu m$ como bombeo 1, haz de onda continua centrado en $\lambda_{P_2} = 1.554 \ \mu m$ como bombeo 2, y estado con longitud de onda central $\lambda_s = 0.72197 \ \mu m$ como señal de entrada. Además, se tomaron en cuenta la longitud del medio no lineal (0.9 m) y el coeficiente no lineal de la *PCF* $\gamma = 150 \ (kmW)^{-1}$. La figura 28 muestra esta función de mapeo calculada.



Figura 28. Función de mapeo calculada considerando como bombeo 1 un pulso con perfil espectral gaussiano centrado en $\lambda_{P_1} = 0.7589 \ \mu m$, como bombeo 2 un campo de onda continua a $\lambda_{P_2} = 1.554 \ \mu m$ y una señal de entrada centrada en $\lambda_s = 0.72197 \ \mu m$.

La función de mapeo calculada corresponde a un caso ideal, en el cual se asume que tanto los bombeos como la señal de entrada no se ven afectados por fenómenos adicionales, como el ensanchamiento espectral inducido por auto-modulación de fase. Sin embargo, como se ha discutido previamente, este ensanchamiento es particularmente relevante en el caso del bombeo 1 cuando se utilizan altas potencias.

Además, el cálculo de la función de mapeo depende de manera crítica de la dispersión del medio no lineal, es decir, del índice de refracción efectivo de los modos soportados por la fibra óptica en cuestión y que participan en la interacción no lineal correspondiente. Como se ha observado en las figuras 14 y 24, pequeñas variaciones en la dispersión pueden producir una desintonización de las señales y, más importante, un cambio en el grado de correlación entre las frecuencias de entrada y las frecuencias de salida (Aguayo-Alvarado et al., 2022).

A partir de esta función, es posible extraer todas las propiedades relevantes del proceso de traslación espectral bajo las condiciones experimentales alcanzadas en el laboratorio. En particular, puede verse de la figura 28 que la función de mapeo exhibe una forma propia de un proceso en el cual no hay o es mínima la correlación espectral. En otras palabras, esto quiere decir que solo un par de modos temporales participa en el proceso (Aguayo-Alvarado et al., 2022).

En la figura 29, se presenta la probabilidad de traslación espectral de los fotones de entrada en función de la potencia de entrada correspondiente al láser de bombeo 1. Este análisis permite evaluar cómo la eficiencia de conversión varía con la intensidad del bombeo.

La probabilidad de traslación espectral, representada en la gráfica en la figura 29, indica el porcentaje de fotones de entrada que efectivamente se trasladan espectralmente. Como se observa en la figura, la probabilidad de conversión es baja, incluso cuando la potencia del bombeo 1 alcanza valores de $100 \ mW$. Este resultado se debe principalmente al bajo acoplamiento de la luz del bombeo 2 a la *PCF*, lo que reduce drásticamente la potencia acoplada a la fibra óptica y, por ende, la probabilidad de traslación espectral. Esto es una consecuencia directa de la configuración experimental, la cual debió ajustarse a la disponibilidad de equipo y material.

El principal desafío en el acoplamiento del bombeo 2 a la *PCF* radicó en la gran diferencia entre las longitudes de onda de los bombeos. Mientras que el bombeo 2 ($\lambda_{P_2} = 1.554 \ \mu m$) se encuentra en la región de telecomunicaciones, el bombeo 1 ($\lambda_{P_1} = 0.7589 \ \mu m$) y la señal de entrada ($\lambda_s = 0.72197 \ \mu m$) están en la región visible del espectro electromagnético.



Figura 29. Probabilidad de traslación espectral de los fotones de entrada en función de la potencia de entrada incidente del bombeo 1. Calculo realizado bajo la consideración de que la potencia acoplada del bombeo 2 fue de $298 \ nW$.

Dado que en el experimento todos los haces de luz deben acoplarse simultáneamente a la *PCF*, se priorizó el acoplamiento del bombeo 1 y la señal de entrada, lo que resultó en un acoplamiento extremadamente bajo para el bombeo 2, con un valor máximo de 1.49 %. Como consecuencia, la eficiencia del proceso de traslación espectral se vio severamente reducida.

Para mitigar este problema, el experimento se llevó a cabo a las potencias más altas posibles del láser de bombeo 1. Con potencias cercanas a $100 \ mW$ a la entrada de la *PCF*, la probabilidad de traslación espectral alcanzó un valor máximo de aproximadamente 0.23%.

Es importante destacar que, aunque la probabilidad de traslación sea baja, esto no implica que el fenómeno no sea observable. En este caso, la detección de la señal trasladada requiere tiempos de adquisición prolongados para lograr una acumulación suficiente de eventos y obtener una medición confiable.

4.5. Estado de salida

Las mediciones experimentales permitieron caracterizar las principales propiedades de los fotones que componen el estado de entrada en la traslación espectral. Además, proporcionaron información sobre el comportamiento del bombeo a lo largo de su propagación en las fibras ópticas, así como la presencia de señales adicionales originadas por otros procesos no lineales, *SFWM*, en la región espectral donde se esperaba observar la traslación espectral.

Por otro lado, se calculó teóricamente la función de mapeo, la cual describe las propiedades espectrales del proceso. Asimismo, se calculó la probabilidad de traslación espectral, a partir de los parámetros experimentales.

Con toda esta información, fue posible la observación experimental del proceso de traslación espectral mediante el proceso *DFG*. A continuación se describen los resultados obtenidos en el proceso de caracterización del proceso de *DFG*, implementado con el arreglo experimental de la figura 10.

4.5.1. Ensanchamiento del bombeo pulsado

Como se describió anteriormente, en el análisis de los resultados del proceso de *DFG* es importante comprender la evolución del pulso de bombeo 1 a lo largo del arreglo experimental (ver figura 10) ya que los cambios que este pulso experimenta debido a los efectos de propagación en los medios no lineales pueden influir significativamente en las propiedades espectrales de las señales involucradas en el proceso de *DFG*.

Dado que la traslación espectral es más probable a altas potencias del bombeo 1, se utilizó una potencia de $225.2 \ mW$ a la entrada de la fibra *Bow-Tie*. Considerando que la eficiencia de acoplamiento a la fibra *Bow-Tie* alcanzada fue del 60.7 %, se obtuvo una potencia de $134.2 \ mW$ a la entrada de la fibra *PCF*.

Es importante destacar que la eficiencia de acoplamiento a la *PCF* fue de 28.44 % tanto para el bombeo 1 como para la señal de entrada, mientras que la eficiencia de acoplamiento del bombeo 2 fue considerablemente menor, 1.07 %.

En las gráficas mostradas en la figura 30 se puede observar el ensanchamiento que sufre el bombeo 1 en los diferentes puntos clave del experimento.



Figura 30. Ensanchamiento del bombeo 1 a través de puntos clave del arreglo experimental.

En la figura 30(a), se muestra el espectro del bombeo 1 a la salida del láser *Ti:Za*, con una longitud de onda central de $\lambda_{P_1} = 0.75911 \pm 0.2 \times 10^{-4} \ \mu m$. Este pulso, con una potencia de 225.2 *mW* y una eficiencia de acoplamiento de 60.7 % a la fibra *Bow-Tie*, sufre el efecto de auto-modulación de fase, lo que provoca un ensanchamiento espectral de aproximadamente $3 \times 10^{-3} \ \mu m$ a la salida de la fibra *Bow-Tie*, como se observa en la figura 30(b).

Es relevante conocer las características espectrales del bombeo en su evolución por el arreglo experimental, ya que la presencia de picos secundarios en su espectro puede inducir la aparición de nuevas señales en el proceso de traslación.

Además, la *PCF* también contribuye significativamente al ensanchamiento espectral, como se observa en la figura 30(c). En este caso, se evidencia la aparición de nuevas frecuencias con distinta intensidad, manifestándose como picos adicionales en el espectro del bombeo 1.

El ensanchamiento espectral total del bombeo 1, que alcanza valores superiores a $0.01 \ \mu m$, se debe a la alta no linealidad de la *PCF* y al hecho de que el bombeo 1 ya estaba ensanchado antes de ser acoplado a esta fibra. Este fenómeno tiene un impacto directo en la eficiencia y selectividad del proceso de traslación espectral, ya que influye en la condición de empatamiento de fase y en la generación de señales espurias.

El ensanchamiento espectral del bombeo 1 introduce alteraciones no predichas por la teoría en la traslación espectral. Sin embargo, la presencia de múltiples picos en el espectro correspondiente al bombeo 1 a la entrada de la *PCF*, la cual es el medio donde se da la traslación, es inevitable ya que la baja eficiencia del proceso obliga a utilizar altas potencias para poder observar experimentalmente la traslación espectral.

Además de analizar cómo el bombeo 1 se propaga y ensancha a lo largo de las fibras ópticas, es igualmente importante estudiar cómo la traslación espectral afecta al estado de entrada.

4.5.2. Modificación al estado de entrada

Para comprender cómo cambia el estado de entrada debido a la traslación espectral, es fundamental considerar que este proceso no genera nuevos fotones, sino que modifica la frecuencia de los fotones existentes. Así, dada la probabilidad de conversión del proceso, los fotones de la señal de entrada pueden continuar propagándose sin alteración a lo largo de la fibra *PCF* o, alternativamente, pueden experimentar un desplazamiento en su frecuencia.

El hecho de que los fotones se trasladen, o no, en frecuencia se refleja directamente en las cuentas de fotones registradas en el espectro. En ausencia de traslación, los fotones de la señal de entrada se transmiten a través de la *PCF* sin alteración. Sin embargo, cuando ocurre la traslación, una fracción cambia de longitud de onda, lo que se manifiesta como una disminución en las cuentas de fotones en la región espectral correspondiente al estado de entrada. Estos fotones "faltantes" deben encontrarse en una región espectral distinta, donde ocurre la traslación espectral.

Como se ha discutido, la traslación espectral ocurre únicamente cuando las condiciones de empatamiento de fase se cumplen simultáneamente para los procesos *SFWM* y *DFG*. Una de las maneras más claras de verificar si estas condiciones se cumplen es con el control del bombeo 2.

Dado que la traslación espectral solo tiene lugar si ambos bombeos inciden en la *PCF*, el encendido o apagado del bombeo 2 actúa como un interruptor del proceso *DFG* y, por lo tanto, de la traslación espectral del estado de entrada.

Dicho esto, una manera de demostrar la traslación espectral es mediante mediciones espectralmente resueltas de las cuentas de fotones en la región de la señal de entrada, comparando los casos en los que el bombeo 2 está encendido y apagado. En la gráfica de la figura 31 se presenta el espectro de la señal de entrada después de su propagación por la *PCF* bajo diferentes condiciones, así como la diferencia entre estas mismas señales, lo que permite identificar la presencia del proceso de traslación espectral.



Figura 31. Espetro del estado de entrada a la salida de la *PCF*. De color negro se presenta el espectro trasmitido sin que las condiciones de la traslación espectral se cumplan (Bombeo 1 encendido y bombeo 2 apagado), de color rojo se presenta el espectro correspondiente a cuando se cumplen las condiciones para la traslación (Bombeo 1 encendido y bombeo 2 encendido). En el recuadro superior izquierdo se presenta la diferencia entre las señales.

El espectro presentado en la figura 31 muestra diferencias significativas con respecto a la figura 20 debido a dos factores principales: el ensanchamiento espectral inducido por propagación en la *PCF* y a la presencia de una señal no deseada cercana a $0.730 \ \mu m$, la cual aparece dentro de la región de observación y contribuye a enmascarar parcialmente la señal original generada por el proceso *D* de *SFWM*. Ambos

factores contribuyen a que se modifique la distribución espectral observada.

Dado que los fotones generados en el proceso D están centrados en $0.722 \ \mu m$, se puede afirmar que el incremento de cuentas observado en esta región espectral cuando el bombeo 1 está encendido y el bombeo 2 apagado corresponde a los fotones transmitidos sin alteración, es decir, aquellos que forman parte del estado de entrada.

Ahora bien, en la figura 31, la curva negra representa las cuentas de fotones cuando el bombeo 2 está apagado, lo que implica que no ocurre traslación espectral y los fotones del estado de entrada simplemente se transmiten a través de la *PCF* sin cambio de frecuencia. En contraste, cuando el bombeo 2 se enciende (curva roja), se observa una disminución en las cuentas de los fotones en esta región espectral.

Esta disminución de cuentas se debe a que, bajo la acción del bombeo 2, una fracción de los fotones del estado de entrada no se transmite a la misma longitud de onda, sino que experimenta traslación espectral, cambiando su frecuencia.

Para cuantificar esta diferencia, se sustrajo el espectro registrado con el bombeo 2 encendido del espectro obtenido con el bombeo 2 apagado. Dicha diferencia se observa en el recuadro de la gráfica de la figura 31 con la curva de color azul.

El hecho de que esta diferencia sea positiva indica que, bajo las condiciones del experimento, una fracción de los fotones del estado de entrada ha sido trasladada espectralmente en la *PCF*.

Para confirmar que este proceso ha ocurrido, es fundamental realizar la observación directa de los fotones trasladados, es decir, caracterizar el estado de salida en el proceso de *DFG*.

4.5.3. Medición del estado de salida

Como se ha demostrado con la función de mapeo, dado el estado de entrada y las condiciones de los bombeos implementados, los fotones trasladados se deberían encontrar en una región espectral alrededor de $\lambda_r = 0.4848 \ \mu m$.

Con esta información, se llevaron a cabo mediciones resueltas en una región de $0.478 \ \mu m$ a $0.490 \ \mu m$ utilizando un tiempo de adquisición prolongado para maximizar la detección de cuentas asociadas al proceso de traslación espectral. El objetivo principal de estas mediciones fue identificar un incremento en las cuentas de fotones en esta región, lo que indicaría la presencia de los fotones trasladados.

Bajo las condiciones descritas anteriormente, incluyendo la potencia de los campos de bombeo y el acoplamiento a las fibras, se obtuvieron los resultados mostrados en la figura 32.



Figura 32. Espectro del estado de salida. De color negro se presenta el espectro de fotones a la salida de la fibra *PCF* con las condiciones necesarias para que ocurra la traslación espectral (Bombeo 1 encendido, Bombeo 2 encendido), de color negro se encuentra el espectro correspondiente cuando no se cumplen las condiciones para la traslación (Bombeo 1 encendido, bombeo 2 apagado).

Cuando no se cumplen los requerimientos necesarios para que ocurra el proceso *DFG* (es decir, cuando el bombeo 1 está encendido, pero el bombeo 2 permanece apagado), se observa una señal espectral que, como se discutió anteriormente en la sección 4.0.3.2, corresponde con fotones generados por el proceso *SFWM* en la *PCF*. Esta señal es análoga al espectro de mayor potencia en la figura 22.

En la curva de color negro de la figura 32, correspondiente al caso en el que el bombeo 2 está apagado, se presenta el espectro debido al proceso *SFWM* en la *PCF*. Sin embargo, cuando el bombeo 2 se encuentra encendido, es decir, cuando se cumplen las condiciones en las que ocurre el proceso *DFG*, se observa un incremento en las cuentas de los fotones, lo que sugiere la presencia de fotones trasladados.

Dado que el proceso SFWM ocurre de manera espontánea en la fibra PCF mientras el bombeo 1 está

presente, la señal correspondiente a este proceso nunca desaparece completamente. Como resultado, las cuentas en la gráfica no alcanzan el valor cero, incluso cuando el bombeo 2 está apagado. No obstante, dado que esta señal está intrínsecamente ligada a la presencia del bombeo 1 en la *PCF*, se puede utilizar como referencia para verificar la traslación espectral.

El aumento en las cuentas observado cuando el bombeo 2 se activa indica la presencia de nuevos fotones, los cuales solo existen bajo las condiciones que conllevan a la traslación espectral. Para aislar la contribución de este fenómeno, se sustrajo el espectro medido cuando el bombeo 2 estaba apagado del espectro medido cuando ambos bombeos estaban presentes.

El resultado de esta sustracción, que representa exclusivamente la luz generada por el proceso *DFG* en la fibra *PCF*, se muestra en la figura 33.



Figura 33. Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral.

En el espectro mostrado en la figura 33 se revela el proceso de traslación espectral, manifestándose en dos picos espectrales cuyas formas aproximan una distribución gaussiana. La estructura de doble pico puede atribuirse a varios factores. Por un lado, el efecto del ensanchamiento espectral que experimenta

el pulso de bombeo (ver figura 30) y el ancho de banda del estado de entrada (ver figura 20) pueden contribuir significativamente. Como se observa en la figura 30, el pulso de bombeo exhibe tres picos espectrales principales, cada uno de los cuales puede interactuar con distintas componentes espectrales dentro del ancho de banda del estado de entrada, siempre que estas sean admisibles dentro del ancho de banda del *DFG*. Esta interacción puede dar lugar a un estado de salida con un espectro estructurado, compuesto por más de un pico principal.

Por otro lado, la presencia de la estructura de doble pico en la región espectral comprendida entre 0.484 μm y 0.487 μm , incluso cuando el bombeo 2 está apagado, sugiere la contribución de procesos adicionales. Una posible explicación es que, en la fibra *Bow-Tie*, la interacción entre campos propagados en distintos modos espaciales genere una señal de *SFWM* en esa región. Además, en la *PCF*, la interacción entre campos con diferente polarización podría dar lugar a la generación de una señal de *SFWM* en la misma región.

Uno, o ambos, escenarios, junto con el ensanchamiento espectral del bombeo y el ancho de banda del estado de entrada, podrían ser la causa del espectro estructurado de la señal trasladada.

El primer pico del espectro, marcado de color rojo, presenta una distribución centrada $0.48425 \pm 0.02 \times 10^{-3} \ \mu m$ con un ancho espectral de $(0.61 \pm 0.05) \times 10^{-3} \ \mu m$. La longitud de onda central de este pico es cercana al valor esperado según la teoría, con una discrepancia de aproximadamente $0.6 \times 10^{-3} \ \mu m$ (ver figura 28). Esta diferencia puede atribuirse a imprecisiones en la dispersión de la *PCF* en la región espectral de interés, ya que esta determina las características de empatamiento de fases y la forma de la función de mapeo (ver figura 28), así como al ensanchamiento espectral que experimenta el bombeo 1.

El segundo pico, indicado por el color azul (ver figura 33) corresponde a otra señal de traslación espectral con una longitud de onda central de $0.48629 \pm 0.03 \times 10^{-3} \ \mu m$ y un ancho espectral de $(1.4738 \pm 0.10) \times 10^{-3} \ \mu m$. Comparando este valor con la función de mapeo, se encuentra una diferencia de aproximadamente $1.5 \times 10^{-3} \ \mu m$, lo que se puede atribuir de igual forma a la dispersión de la fibra y al ensanchamiento espectral del bombeo 1.

Si bien estos valores tienden a lo que dicta la función de mapeo, presentan ligeras discrepancias con los valores teóricos, como consecuencia de que el sistema está sujeto a múltiples efectos no lineales debido a la alta potencia utilizada. En particular, el fenómeno de auto-modulación de fase juega un papel relevante, ya que genera nuevas frecuencias en la fibra, además del *SFWM*.

Por ello, comprender la interacción entre los procesos de auto-modulación de fase, DFG y SFWM en

la fibra *PCF* es crucial para interpretar los resultados experimentales. La auto-modulación de fase se manifiesta en el ensanchamiento espectral del bombeo 1, como se observa en la figura 30(c), donde el ancho espectral supera los $0.01 \ \mu m$ debido a la propagación en la fibra *PCF*. Además, la presencia de fotones generados espontáneamente por *SFWM* con polarización *XYXY* (ver figura 21) introduce una señal adicional en la región espectral de observación, lo que afecta la medición de la traslación espectral.

Como se ha comentado con anterioridad, para observar la traslación espectral fue necesario emplear altas potencias en el bombeo 1. Sin embargo, esto intensifica la competencia entre los procesos no lineales. Para evaluar el impacto de la potencia del bombeo 1 en la traslación espectral, se realizaron mediciones a diferentes potencias, lo que permitió analizar cómo varía la probabilidad de conversión ante distintas condiciones experimentales.

4.5.4. Variación de la potencia del bombeo pulsado

Siguiendo la misma metodología utilizada en los resultados previos, donde se empleó una potencia de $250 \ mW$ del bombeo 1 a la entrada de la fibra *Bow-Tie*, se realizaron mediciones de espectros en la zona de interés a diferentes potencias del láser pulsado. Como en el caso anterior, la presencia de una señal generada por el proceso *SFWM* en la fibra *PCF* representa un desafío para la observación directa de la traslación espectral. Sin embargo, al calcular la diferencia entre las señales registradas con y sin la presencia del bombeo 2, fue posible aislar el espectro correspondiente a los fotones generados únicamente por la traslación espectral.

En la gráfica de la figura 34 se presenta el espectro correspondiente a la señal trasladada, bajo las mismas condiciones experimentales, pero con una potencia incidente del bombeo 1 de 225 mW.

Como se muestra en la figura 34 los fotones trasladados se evidencian en la curva azul, la cual representa la diferencia en las cuentas de fotones entre las condiciones en las que el proceso *DFG* está presente y cuando no lo está. A diferencia del espectro mostrado en la figura 33, en este caso la traslación espectral presenta un único pico centrado en $0.48529 \pm 0.1 \times 10^{-4} \mu m$, con un ancho espectral de $(1.80 \pm 0.05) \times 10^{-3} \mu m$.

Por otro lado, la figura 35 muestra el espectro resultante cuando la potencia del bombeo 1 se reduce a $200 \ mW$. Este resultado indica que, aunque la traslación espectral sigue presente, la probabilidad de conversión se ve comprometida al reducir la potencia del bombeo 1.



Figura 34. Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de 225 mW.



Figura 35. Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de 200 mW.

En comparación con los casos de $225 \ mW$ y $250 \ mW$, la señal trasladada es menos pronunciada; esta disminución en el número de fotones trasladados es más evidente en la figura 36, donde el bombeo 1 opera a $175 \ mW$, y la diferencia entre los espectros medidos con y sin el bombeo 2 es prácticamente inexistente. Esto sugiere que la probabilidad de traslación espectral es demasiado baja para ser detectada de manera concluyente en estas condiciones experimentales, resaltando la importancia de operar en un régimen de potencia óptimo para la observación del fenómeno.



Figura 36. Espectro del estado de salida debido a la traslación espectral utilizando una potencia del bombeo 1 de 175 mW.

En la figura 37 se resumen los resultados del análisis de la señal trasladada a diferentes valores de la potencia del bombeo pulsado. El espectro se integra sobre las frecuencias, lo que proporciona una medida del número de fotones que experimentan traslación espectral. Como se observa en la figura, las cuentas de fotones incrementan con la potencia del bombeo.

Cabe destacar que, al igual que en la figura 23, los ajustes gaussianos que fueron empleados para obtener los datos de la figura 37 no representan completamente la distribución real de cuentas. Esto se debe a que dichos ajustes excluyen los fotones detectados que se observan en los extremos de los espectros (ver figuras 34, 35 y 36). Las cuentas en los extremos de los espectros tienden a incrementarse con la potencia, pero su distribución no sigue un patrón consistente, lo que dificulta su inclusión en los ajustes gaussianos. Como consecuencia, esta omisión de cuentas puede introducir variaciones en la tendencia esperada de la curva.

De esta manera, las barras de error en la figura 37 reflejan únicamente la incertidumbre asociada al ajuste gaussiano, sin considerar otras fuentes de error, como las cuentas ignoradas en los extremos del espectro.

Se puede observar, en la figura 37 que las cuentas en función de la potencia del bombeo pulsado siguen un comportamiento no lineal complejo, lo cual es debido a los otros procesos no lineales detallados anteriormente, la auto-modulación de fase y *SFWM*. Estos procesos entran en competencia con la traslación espectral por *DFG*.



Figura 37. Cuentas en función de la potencia del bombeo 1, calculadas mediante la integración del espectro de la señal trasladada sobre la frecuencia.

Además, la naturaleza aleatoria del ruido en mediciones prolongadas, como las realizadas en este experimento (7 s de tiempo de adquisición con 25 acumulaciones), genera variaciones en el espectro, que si bien se trataron de reducir lo más posible, pueden en algunos casos manifestarse como cuentas negativas en la diferencia de señales.

En la figura 37, el punto correspondiente a $250 \ mW$ resulta particularmente relevante, ya que muestra una disminución en las cuentas de la señal trasladada. Este comportamiento sugiere que, a potencias muy altas, la eficiencia del proceso de traslación espectral se ve limitada por la aparición de otros efectos no lineales que compiten con el *DFG*, como el ensanchamiento espectral del bombeo y la generación espontánea de fotones por *SFWM*.

Por lo tanto, aunque fue necesario utilizar potencias muy altas para observar el efecto de la traslación espectral, se puede concluir que existe un valor umbral de potencia a partir del cual los efectos no lineales, en competencia con el *DFG*, alteran la dinámica de conversión y provocan una disminución en las cuentas.

Capítulo 5. Conclusiones

En este trabajo, se demostró experimentalmente el fenómeno de traslación espectral de estados fotónicos mediante el proceso no lineal de generación por diferencia de frecuencias *DFG*, aportando evidencia sólida para su viabilidad en sistemas ópticos más complejos.

En primer lugar, para alcanzar este objetivo, se realizaron y se analizaron múltiples estudios teóricos de empatamiento de fase. Estos estudios fueron fundamentales tanto para la preparación del estado de entrada, proveniente del proceso *SFWM*, como para el estado de salida debido al proceso *DFG*.

Dichos estudios permitieron determinar las condiciones óptimas de operación del experimento, es decir, la configuración de polarización y las longitudes de onda tanto de los campos de bombeo como de la señal de entrada. Esto fue clave para garantizar la coexistencia de los procesos *SFWM* y *DFG* compartiendo un mismo campo de bombeo, bajo lo que se conoce como condiciones de empatamiento de fases simultáneo.

El estado fotónico de interés, denominado señal de entrada, corresponde a los fotones generados por el proceso *D* de *SFWM* en la fibra *Bow-Tie*. Este proceso surge de la interacción no lineal de campos propagándose en modos espaciales distintos en la fibra birrefringente, dando lugar a la generación de parejas de fotones denominados señal y acompañante. En particular, la señal de entrada para la traslación espectral corresponde a los fotones acompañante generados con longitud de onda central, medida, de $\lambda_s = 0.72197 \pm 0.4 \times 10^{-4} \mu m$.

El estado de entrada fue caracterizado espectralmente antes de la traslación espectral para conocer sus propiedades fundamentales. Además, se llevó a cabo un análisis del ensanchamiento espectral inducido por la automodulación de fase en las fibras ópticas, con el propósito de evaluar su impacto en las señales, particularmente en los campos de bombeo.

Así mismo, se realizó un estudio sobre la presencia de procesos no lineales en la fibra *PCF*, mediante la caracterización de una señal detectada en la región espectral esperada para la traslación. Se concluyó que esta señal no prevista corresponde a fotones generados por un proceso *SFWM* contrapolarizado en la fibra *PCF*.

Con esta información, se efectuaron mediciones de cuentas resueltas en espectro que demostraron la presencia del fenómeno de traslación espectral.

El espectro de la señal traslada exhibió un doble pico. Estas mediciones se realizaron bajo las condiciones siguientes: longitud de onda de bombeo 1 de $0.75998 \pm 0.2 \times 10^{-4} \mu m$, longitud de onda del bombeo

2 de $1.554 \ \mu m$, longitud de onda central de la señal de entrada de $0.72197 \pm 0.4 \times 10^{-4} \ \mu m$ y ancho espectral de la señal de entrada de $10.89 \times 10^{-3} \ \mu m$.

Uno de los picos espectrales se encuentra centrado en $\lambda_{r_1} = 0.48425 \pm 0.0002 \ \mu m$ con un ancho espectral $(6.1 \pm 0.5) \times 10^{-4} \ \mu m$. Esta señal presenta una desviación de $0.06 \times 10^{-3} \ \mu m$ respecto a la predicción arrojada por la función de mapeo, calculada numéricamente. Por otro lado, el segundo pico medido se encuentra centrado en $\lambda_{r_2} = 0.48629 \pm 0.0003 \ \mu m$, con un ancho espectral de $(1.4738 \pm 0.10) \times 10^{-3} \ \mu m$ y presenta una discrepancia de $1.5 \times 10^{-4} \ \mu m$ respecto a la predicción teórica.

La validación experimental del proceso de traslación espectral se logró mediante la detección de cuentas de fotones en la región espectral predicha, la condición de empatamiento de fases y por la función de mapeo para el estado de salida. Además, se observó una reducción en la cantidad de fotones en la región espectral correspondiente al estado de entrada, lo que confirma la conversión de estos fotones a nuevas frecuencias. Estas dos observaciones experimentales validan el proceso de traslación.

Sin embargo, la presencia de un doble pico en la región espectral del estado de salida sugiere la coexistencia de otros efectos no lineales, como el ensanchamiento espectral causado por la auto-modulación de fase. Para profundizar en este comportamiento, se realizaron mediciones del estado de salida a diferentes potencias del primer láser de bombeo (*Ti:Za*).

Los resultados de las mediciones a cuatro niveles distintos de potencia revelaron que la intensidad del pico asociado a la traslación espectral aumentó progresivamente con el incremento de la potencia del bombeo, análisis que consistió en integrar sobre las frecuencias la distribución espectral medida en la zona de interés. Sin embargo, al alcanzar la potencia máxima, apareció el doble pico previamente descrito, lo que sugiere que la presencia del doble pico se debe al ensanchamiento de las señales involucradas inducido por la auto-modulación de fase en el láser de bombeo pulsado.

Estos estudios en conjunto no solo confirman la existencia de la traslación espectral en las fibras ópticas, sino que también permiten caracterizar su comportamiento en condiciones de acoplamiento a potencias elevadas. Además, el análisis realizado proporciona un marco para una comprensión más profunda de los mecanismos no lineales involucrados. El estudio realizado y los resultados obtenidos abren la posibilidad de explorar nuevas aplicaciones de la traslación espectral en el desarrollo de dispositivos fotónicos cuánticos.

5.1. Trabajo a futuro

La traslación espectral no solo desempeña un papel fundamental en la óptica cuántica, sino que también es una herramienta esencial en la fotónica moderna. Su capacidad para adaptar señales ópticas a longitudes de onda específicas la hace valiosa en una amplia gama de aplicaciones, desde las telecomunicaciones hasta la metrología y la computación cuántica. Con base en los resultados logrados en este trabajo, se presentan a continuación algunas propuestas de investigación y trabajo a futuro:

- Desarrollo de guías de onda altamente eficientes que permitan la generación de pares de fotones y su posterior traslación espectral en plataformas integradas. De esta manera se pueden evitar efectos indeseados, como la competencia con otros procesos no lineales.
- Puesta en marcha de la comprobación de la traslación espectral en dispositivos integrados con la metodología implementada en este trabajo. Esta comprobación permite el desarrollo de circuitos fotónicos integrados para la manipulación lógica de cúbits de color.
- Investigación sobre nuevas plataformas que optimicen la traslación espectral. Además de fibras ópticas y circuitos fotónicos tradicionales es importante investigar nuevos materiales no lineales y sistemas como nanocavidades o resonadores fotónicos.
- Desarrollo de una metodología que incorpore en el análisis de la traslación espectral los diferentes procesos no lineales que pueden estar en competencia en medios con alta no linealidad con el uso de láseres de bombeo de alta potencia.

Literatura citada

Agrawal, G. (2013). Nonlinear Fiber Optics, (5ta ed.). Academic Press. Archivo PDF.

- Aguayo-Alvarado, A., Domínguez-Serna, F., Cruz, W. D. L., & Garay-Palmett, K. (2022). An integrated photonic circuit for color qubit preparation by third-order nonlinear interactions. *Scientific Reports*, 12(1), 5154. https://doi.org/10.1038/s41598-022-09116-w.
- Aguayo Alvarado, A. L. (2022). Generación y manipulación de estados de fotón individual por medio de procesos no-lineales en dispositivos fotónicos integrados. [Tesis de Doctorado, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California]. Repositorio institucional. http: //cicese.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1007/3770.
- Aguayo-Alvarado, A. L., Domínguez-Serna, F. A., Castro-Simanca, F., Cruz, W. D. L., & Garay-Palmett, K. (2025). Programmable color qubit quantum gates. *Journal of the Optical Society of America B*, 42(3), 563–572. https://doi.org/10.1364/JOSAB.542468.
- Boyd, R. W. (2008). Nonlinear Optics, (3a ed.). Academic Press. Archivo PDF.
- Browne, D., Bose, S., Mintert, F., & Kim, M. (2017). From quantum optics to quantum technologies. *Progress in Quantum Electronics*, 54, 2–18. https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2017.06 .002.
- Calderón Losada, O. (2019). Controlling correlations of paired photons for fundamental physics and applications in quantum imaging and generation of heralded single photons. [Tesis de Doctorado, Universidad de los Andes, Colombia]. Repositorio institucional. http://hdl.handle.net/1992/41 307.
- Chuprina, I. & Latypov, I. (2017). Generation of broadband single-photon states in photonic-crystal fibers with flattened dispersion profiles. *EPJ Web of Conferences*, *161*, 01008. https://doi.org/10.1051/epjconf/201716101008.
- Clarke, J. & Wilhelm, F. K. (2008). Superconducting quantum bits. *Nature*, 453(7198), 1031–1042. https://doi.org/10.1038/nature07128.
- Cohen, O., Lundeen, J. S., Smith, B. J., Puentes, G., Mosley, P. J., & Walmsley, I. A. (2009). Tailored photon-pair generation in optical fibers. *Physical Review Letters*, 102(12), 123603. https://doi. org/10.1103/PhysRevLett.102.123603.
- 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/10.1364/0L.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. (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.
- Das, J. (2017). *Harmonic generation effects propagation and control*, (2a ed.). CRC Press. Archivo PDF.
- Davidovich, L. (1996). Sub-poissonian processes in quantum optics. Reviews of Modern Physics, 68, 127–173. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.68.127.

- 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/s41598-0 21-97563-2.
- Dowling, J. P. & Milburn, G. J. (2003). Quantum technology: the second quantum revolution. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 361(1809), 1655–1674. https://doi.org/10.1098/rsta.2003.1227.
- Duke, U. (2025). Introduction to all-optical switching. Recuperado el 02 de Diciembre del 2024, de https://physics.duke.edu/introduction-all-optical-switching.
- Emslie, C. (2007). Chapter 8 polarization maintaining fibers. In Méndez, A. & Morse, T., editors, Specialty Optical Fibers Handbook, (pp. 243–277). Academic Press, Burlington. Archivo PDF.
- Fiorentino, M., Voss, P., Sharping, J., & Kumar, P. (2002). All-fiber photon-pair source for quantum communications. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(7), 983–985. https://doi.org/10.110 9/LPT.2002.1012406.
- Fowles, G. R. (2012). *Introduction to Modern Optics*, (2a ed.). Dover Books on Physics. Dover Publications. Archivo PDF.
- Fuentes-Hernandez, C., Ramos-Ortiz, G., Tseng, S.-Y., Gaj, M. P., & Kippelen, B. (2009). Thirdharmonic generation and its applications in optical image processing. *Journal of Materials Chemistry*, 19(40), 7394–7401. https://doi.org/10.1039/B905561D.
- Ganeev, R. A. (2007). High-order harmonic generation in a laser plasma: a review of recent achievements. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(22), R213. https://doi.org/10 .1088/0953-4075/40/22/R01.
- 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, 033810. 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. 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/10.1364/0E.15.014870.
- Garay-Palmett, K., U'Ren, A. B., & Rangel-Rojo, R. (2010). Conversion efficiency in the process of copolarized spontaneous four-wave mixing. *Physical Review A*, 82, 043809. https://doi.org/10 .1103/PhysRevA.82.043809.
- Garay-Palmett, K., U'Ren, A. B., Rangel-Rojo, R., Evans, R., & Camacho-López, S. (2008). Ultrabroadband photon pair preparation by spontaneous four-wave mixing in a dispersion-engineered optical fiber. *Physical Review A*, 78(4), 043827. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.043827.
- Gill, S. S. & Buyya, R. (2024). Transforming research with quantum computing. *Journal of Economy* and *Technology*, 10. https://doi.org/10.1016/j.ject.2024.07.001, Preprint.

- Harris, S. E., Oshman, M. K., & Byer, R. L. (1967). Observation of tunable optical parametric fluorescence. Physical Review Letters, 18(18), 732–734. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.732.
- Hecht, E. (2017). Optics, (5ta ed.). Pearson Education. Archivo PDF.
- Hernandez, M. (2023). The interdisciplinarity of quantum information science and technology qsa. Recuperado el 14 de Noviembre del 2024, de https://quantumsystemsaccelerator.org/2023/1 0/18/the-interdisciplinarity-of-quantum-information-science-and-technology/.
- Horodecki, R., Horodecki, P., Horodecki, M., & Horodecki, K. (2009). Quantum entanglement. *Reviews* of Modern Physics, 81, 865–942. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.865.
- Kanamori, H. (2022). Optical fiber: progress in half a century and recent trends. JSAP Review, 2022, 220101. https://doi.org/10.11470/jsaprev.220101.
- Kaneda, F., Garay-Palmett, K., U'Ren, A. B., & Kwiat, P. G. (2016). Heralded single-photon source utilizing highly nondegenerate, spectrally factorable spontaneous parametric downconversion. *Optics Express*, 24(10), 10733. https://doi.org/10.1364/0E.24.010733.
- Karan, S., Aarav, S., Bharadhwaj, H., Taneja, L., De, A., Kulkarni, G., Meher, N., & Jha, A. K. (2020). Phase matching in -barium borate crystals for spontaneous parametric down-conversion. *Journal of Optics*, 22(8), 083501. https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab89e4.
- Kaye, P., Laflamme, R., & Mosca, M. (2007). *An Introduction to Quantum Computing*, (2a ed.). Oxford University Press. Archivo PDF.
- Leonhardt, U. (2010). *Essential Quantum Optics: From Quantum Measurements to Black Holes*. Cambridge University Press, Cambridge. Archivo PDF.
- Li, Q., Davanço, M., & Srinivasan, K. (2016). Efficient and low-noise single-photon-level frequency conversion interfaces using silicon nanophotonics. *Nature Photonics*, 10(6), 406–414. https://do i.org/10.1038/nphoton.2016.64.
- Li, T. (1985). Optical Fiber Communications: Fiber fabrication. Optical Fiber Communications. Academic Press. Archivo PDF.
- Lindon, J. C., Tranter, G. E., & Koppenaal, D. W. (2010). Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry, (2a ed.). Elsevier Science. Archivo PDF.
- Liu, H.-Y., Shang, M., Liu, X., Wei, Y., Mi, M., Zhang, L., Gong, Y.-X., Xie, Z., & Zhu, S. N. (2022). Deterministic N-photon state generation using lithium niobate on insulator device. Advanced Photonics Nexus, 2(1), 016003. https://doi.org/10.1117/1.APN.2.1.016003.
- Louisell, W. H., Yariv, A., & Siegman, A. E. (1961). Quantum fluctuations and noise in parametric processes. i. *Physical Review*, 124(6), 1646–1654. https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1646.
- Magnitskiy, S., Frolovtsev, D., Firsov, V., Gostev, P., Protsenko, I., & Saygin, M. (2015). A spdcbased source of entangled photons and its characterization. *Journal of Russian Laser Research*, 36(6), 618–629. https://doi.org/10.1007/s10946-015-9540-x.
- Marhic, M. E., Andrekson, P. A., Petropoulos, P., Radic, S., Peucheret, C., & Jazayerifar, M. (2015). Fiber optical parametric amplifiers in optical communication systems. *Laser Photonics Reviews*, 9(1), 50–74. https://doi.org/10.1002/lpor.201400087.

- McGuinness, H. J., Raymer, M. G., McKinstrie, C. J., & Radic, S. (2010). Quantum frequency translation of single-photon states in a photonic crystal fiber. *Physical Review Letters*, *105*, 093604. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.093604.
- Milanovic, J., Lassen, M., Andersen, U. L., & Leuchs, G. (2010). A novel method for polarization squeezing with photonic crystal fibers. *Optics Express*, *18*(2), 1521. https://doi.org/10.1364/ OE.18.001521.
- Milburn, G. (1996). *Quantum Technology*. Frontiers of Science. Allen & Unwin, St Leonards, NSW. Archivo PDF.
- Monroy-Ruz, J., Garay-Palmett, K., & U'Ren, A. B. (2016). Counter-propagating spontaneous four wave mixing: photon-pair factorability and ultra-narrowband single photons. *New Journal of Physics*, 18(10), 103026. https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/10/103026.
- Montoya-Cardona, J. A., Domínguez-Serna, F. D., Rodríguez, N. C., Ocegueda-Miramontes, M., Hernández-Hernández, E., Stepanov, S., & Garay-Palmett, K. (2024). Resonance vs. non-resonance parametric amplification for squeezed light generation in microstructured fibers. *Quantum Sensing*, *Imaging, and Precision Metrology II, 12912*, 66–83. https://doi.org/10.1117/12.3012363.
- Moody, G., Sorger, V. J., Blumenthal, D. J., Juodawlkis, P. W., Loh, W., Sorace-Agaskar, C., Jones, A. E., Balram, K. C., Matthews, J. C. F., Laing, A., Davanco, M., Chang, L., Bowers, J. E., Quack, N., Galland, C., Aharonovich, I., Wolff, M. A., Schuck, C., ..., & Camacho, R. M. (2022). 2022 roadmap on integrated quantum photonics. *Journal of Physics: Photonics*, 4(1), 012501. https: //doi.org/10.1088/2515-7647/ac1ef4.
- Networks, J. (2024). Pérdida, atenuación y dispersión de señal de cable de fibra óptica. Recuperado el 01 de Diciembre del 2024, de https://www.juniper.net/documentation/mx/es/hardware/m x960/acx1000/topics/concept/fiber-optic-cable-signal-loss-attenuation-dispersio n-understanding.html.
- Nielsen, M. A. & Chuang, I. L. (2022). *Quantum Computation and Quantum Information*, (2a ed.). Cambridge University Press. Archivo PDF.
- Paladino, E., Galperin, Y. M., Falci, G., & Altshuler, B. L. (2014). 1/f noise: Implications for solid-state quantum information. *Rev. Mod. Phys.*, 86, 361–418. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.8 6.361.
- Pniewski, J., Stefaniuk, T., Stepniewski, G., Pysz, D., Martynkien, T., Stepien, R., & Buczynski, R. (2015). Limits in development of photonic crystal fibers with a subwavelength inclusion in the core. *Optical Materials Express*, 5(10), 2366. https://doi.org/10.1364/OME.5.002366.
- Poli, F., Cucinotta, A., & Selleri, S. (2007). *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*. Springer Series in Materials Science. Springer Netherlands. Archivo PDF.
- Razumovsky Alexey Sergeevich, Naniy Oleg Evgenevich (2024). Photonic-crystal fiber. http://thes aurus.rusnano.com/wiki/article641.
- Reddy, D. V., Raymer, M. G., McKinstrie, C. J., Mejling, L., & Rottwitt, K. (2013). Temporal mode selectivity by frequency conversion in second-order nonlinear optical waveguides. *Optics Express*, 21(11), 13840. https://doi.org/10.1364/0E.21.013840.
- Saleh, B. A. & Teich, M. C. (2020). Fundamentals of Photonics, (3a ed.). Wiley. Archivo PDF.

- Shaker, L. M., Al-Amiery, A., Isahak, W. N. R. W., & Al-Azzawi, W. K. (2023). Advancements in quantum optics: harnessing the power of photons for next-generation technologies. *Journal of Optics*, 1–13. https://doi.org/10.1007/s12596-023-01320-9.
- Thorlabs, Inc. Your Source for Fiber Optics, Laser Diodes, Optical Instrumentation and Polarizat (2024). Polarization-maintaining single mode optical fiber. Recuperado el 23 de Noviembre del 2024, de https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1596.
- Tilley, R. J. D. (2007). Crystals and Crystal Structures, (2a ed.). Wiley, Chichester. Archivo PDF.
- Walls, D. F. (1983). Squeezed states of light. *Nature*, 306(5939), 141-146. https://doi.org/10.1 038/306141a0.
- Wang, J., Sciarrino, F., Laing, A., & Thompson, M. G. (2020). Integrated photonic quantum technologies. *Nature Photonics*, 14(5), 273–284. https://doi.org/10.1038/s41566-019-0532-1.
- Xiao, L., Wang, Y., Zhang, W., Huang, Y., & Peng, J. (2006). A source of polarization entangled photon pairs based on two-dimensional photonic crystals. 63520Q, Gwangju, USA. https://doi.org/10.1 117/12.688290.
- Zaske, S., Lenhard, A., Keßler, C. A., Kettler, J., Hepp, C., Arend, C., Albrecht, R., Schulz, W.-M., Jetter, M., Michler, P., & Becher, C. (2012). Visible-to-telecom quantum frequency conversion of light from a single quantum emitter. *Physical Review Letters*, 109(14), 147404. https://doi.org/ 10.1103/PhysRevLett.109.147404.
- Zhang, F. & Lit, J. W. Y. (1992). Temperature and strain sensitivities of high-birefringence elliptical fibers. *Applied Optics*, 31(9), 1239. https://doi.org/10.1364/A0.31.001239.
- Zhang, Z., Gao, Y., Li, X., Wang, X., Zhao, S., Liu, Q., & Zhao, C. (2022). Second harmonic generation of laser beams in transverse mode locking states. Advanced Photonics, 4(2), 026002. https: //doi.org/10.1117/1.AP.4.2.026002.