

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



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

**Ruidos y resolución máxima de configuración
interferométrica de auto-referencia basada en la
memoria cuántica de transiciones ópticas en
acetileno**

Tesis

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

Presenta:

Jordan Israel Díaz Álvarez

Ensenada, Baja California, México

2021

Tesis defendida por

Jordan Israel Díaz Álvarez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Serguei Stepanov

Director de tesis

Dra. Karina Garay Palmett

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Dr. César Cruz Hernández

Dr. Manuel Iván Ocegueda Miramontes



Dra. Karina Garay Palmett

Coordinador del Posgrado en Óptica

Dr. Pedro Negrete Regagnon

Director de Estudios de Posgrado

Jordan Israel Díaz Álvarez © 2021

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis

Resumen de la tesis que presenta Jordan Israel Díaz Álvarez como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Ruidos y resolución máxima de configuración interferométrica de auto-referencia basada en la memoria cuántica de transiciones ópticas en acetileno

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov

Director de tesis

En este trabajo se investigaron las fuentes de ruido y los límites de resolución de un interferómetro de auto-referencia para la detección de modulaciones de fase ópticas basado en el uso de líneas de absorción delgadas del gas acetileno (C_2H_2). En esta configuración, el proceso de transformación de la modulación de fase en modulación de intensidad se logra aprovechando la dispersión en las pendientes de la línea de absorción del medio. En los experimentos reportados, la demodulación de fase se realizó con una celda comercial de volumen con acetileno a una presión del gas de 4 Torr. Se usó la línea de absorción P9 situada a la longitud de onda de 1530.37 nm, con luz de onda continua a potencias ópticas de ~ 1 mW de láseres semiconductores con anchos de línea de 2 MHz y 10-15 kHz. La respuesta del demodulador a modulaciones de fase demostró una operación lineal al sintonizar la longitud de onda del láser a las pendientes de la línea de absorción y cuadrática al sintonizar el centro de la línea. La respuesta lineal presenta una función de transferencia del tipo pasa-altas con una frecuencia de corte de 250 MHz, la cual queda determinada por el ancho espectral de la línea de absorción usada (≈ 500 MHz). Mientras que el ruido de intensidad de los láseres se reduce al nivel de ruido fotónico a frecuencias > 250 MHz, la resolución del demodulador (i.e. la mínima amplitud de modulación de fase detectable) se ve significativamente afectada por un exceso de ruido de fase de láser transformado a ruido de intensidad por el demodulador. El funcionamiento del demodulador con el láser con ancho de línea mayor se ve más afectado, mostrando una deficiencia en la resolución de ≈ 41 veces en comparación con la resolución mínima impuesta por el ruido fotónico. La resolución alcanzada con el láser de menor ancho de línea resultó tener una deficiencia de apenas ≈ 7 veces. Para reducir el ruido total de salida del demodulador proponemos y se analiza la técnica de detección balanceada la cual nos permitió reducir el ruido total de salida a ~ 2 veces por encima del nivel de ruido fotónico. Se consideran también otras posibles alternativas para mejorar la resolución al límite convencional cuántico, así como la opciones de utilizar estados de luz no clásica.

Palabras clave: Interferómetro, acetileno, modulación de fase, ruido, resolución

Abstract of the thesis presented by Jordan Israel Díaz Álvarez as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Noise and maximum resolution in a self-reference interferometric configuration based in the quantum memory of optical transitions in acetylene

Abstract approved by:

Dr. Serguei Stepanov
Thesis Director

We investigate the noise sources and the resolution limits in a self-referenced interferometer for detection of optical phase modulation that is based on the utilization of narrow absorption lines of acetylene (C_2H_2). Transformation of the phase modulation into intensity modulation is ensured in this configuration by using the dispersion at the slopes of the absorption line of the medium. In the reported experiments, phase demodulation was investigated with a commercial bulk acetylene cuvette at a gas pressure of 4 Torr. The P9 absorption line at the 1530.37 nm wavelength was excited with ~ 1 mW of continuous-wave semiconductor lasers with the emission linewidths of 2 MHz and 10-15 kHz. The demodulator response to phase modulations demonstrated a linear response when the laser wavelength was tuned to the sides of the absorption line and a quadratic response when tuned to the center of the line. The linear response showed a transfer function of a high-pass type with a cut-off frequency of 250 MHz, imposed by the spectral width of the utilized absorption line (≈ 500 MHz). Whereas the intensity noise of both lasers reduces to the photonic noise level at frequencies > 250 MHz, the resolution of the demodulator (i.e. the minimum detectable amplitude of a phase modulation) is significantly affected by an excess of the laser phase noise transformed into intensity noise in the demodulator itself. Performance of the demodulator with the broad linewidth laser was found to be more affected, reaching a resolution ≈ 41 times worse than the limit determined by the photonic noise. The resolution ensured by the laser with a smaller linewidth proved to be only ≈ 7 times worse. In order to reduce the total output noise of the demodulator, we have proposed and analyze the balanced detection technique that allowed us to reduce the total noise to a value ~ 2 times above the photonic noise level. Other alternatives are considered to improve the resolution and reach the conventional quantum limit, as well as options employing non classical states of light.

Keywords: Interferometer, acetylene, phase modulation, noise, resolution

Dedicatoria

A mis padres,

por todo su amor y apoyo

A Mili,

por ser una luz en este viaje

Agradecimientos

Primero que todo, gracias a mi familia: a mis padres, mis hermanos y mi abuela. Por estar siempre ahí, apoyándome y motivándome a cumplir mis metas, por sus sacrificios, por creer en mí y por todo su amor y cariño que aún en la distancia siempre me arropa.

A la persona que ha sido un pilar para mí durante estos casi 3 años, Mili. Gracias infinitas por ser mi compañera de vida en este viaje, motivarme en todos esos momentos de duda y vulnerabilidad, y por aceptarme tal y como soy con esa calidez humana única que posees. Gracias por tu bello e incondicional cariño. Y claro, gracias a 'la Cafe' por tantas sonrisas y hacerme compañía en gran parte de la escritura de este texto.

Quiero agradecer sobremanera al Dr. Serguei Stepanov por todo su apoyo, dedicación y esmero a lo largo de la realización de este trabajo. Gracias por permitirme formar parte de este grupo, por sus consejos, por depositar su confianza en mí para llevar a cabo este proyecto y sobre todo por su paciencia. Mil gracias, Dr.

Agradezco enormemente a mi compañera de laboratorio, Nayeli, quien me apoyó en diversas ocasiones dentro y fuera del laboratorio. Gracias por tu amistad, por contagiar tu pasión como científica y por todas esas largas pláticas acompañadas de café.

Al Dr. Eliseo Hernández por ayudarme en un sinnúmero de veces en cuestiones técnicas del laboratorio así como otras tantas administrativas, y por apoyarme en conseguir el equipo necesario para mis experimentos. Al Dr. Vasily Spirin (EPD) y al Dr. Mikhail Shlyagin por facilitarnos equipo de sus laboratorios, esencial para la elaboración de este trabajo.

A mis sinodales: Dra. Karina Garay, Dr. Manuel Ocegueda, Dr. Roger Cudney y Dr. César Cruz, por aceptar formar parte de este proyecto, por sus aportaciones y observaciones a lo largo de la construcción del mismo.

A todo el personal administrativo, técnico y de investigadores del Departamento de Óptica, por su amabilidad y disposición para apoyarme en numerosas ocasiones. Muchas gracias a mis compañeros, por el apoyo mutuo a lo largo de este trayecto y por todas esas risas y anécdotas que llevaré en la memoria. Así también al CICESE Student Chapter, por tantas enseñanzas, oportunidades y permitirme seguir con esta tradición que ha sido tan valiosa en mi formación.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por abrirme las puertas y darme la oportunidad de dar un paso más en mi formación académica y como persona.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme la beca con número de apoyo 727407, gracias a la cual pude realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	ix
Lista de tablas	xiv
Capítulo 1. Introducción	
1.1. Motivación/Antecedentes	1
1.2. Objetivos	8
1.2.1. Objetivos específicos	8
1.3. Contenido de la tesis	8
Capítulo 2. Conceptos básicos	
2.1. Sistemas/sensores interferométricos adaptativos y de auto-referencia	10
2.1.1. Interferómetros convencionales	10
2.1.2. Configuraciones adaptativas con rejillas dinámicas	15
2.1.3. Configuraciones de auto-referencia con cavidades Fabry-Perot .	19
2.1.4. Configuraciones de auto-referencia basadas en líneas de ab-	
sorción/ transmitancia angostas (acetileno, huecos espectrales)	23
2.2. Propiedades ópticas del acetileno	27
2.2.1. Espectro rotacional-vibracional del acetileno	27
2.2.2. Procesos de ensanchamiento de las líneas espectrales del ace-	
tileno	30
2.2.2.1. Ensanchamiento natural	32
2.2.2.2. Ensanchamiento por colisiones	33
2.2.2.3. Ensanchamiento Doppler	33
2.2.2.4. Perfil de Voigt	35
2.3. Resolución y fuentes de ruido	35
2.3.1. Ruido asociado a la fuente de luz	35
2.3.1.1. Ruido de intensidad	36
2.3.1.2. Ruido de fase	37
2.3.2. Ruido asociado a fotodetectores	38
2.3.2.1. Ruido térmico	38
2.3.2.2. Ruido de corriente de oscuridad	39
2.3.3. Ruido cuántico asociado a dispositivos ópticos	39
2.3.3.1. Ruido fotónico o de disparo	39
2.3.4. Resolución de un sistema interferométrico	40
Capítulo 3. Equipo y sistemas experimentales	
3.1. El demodulador de fase óptica de auto-referencia	42

Tabla de contenido (continuación)

3.1.1.	La celda de acetileno y sistema de enfocamiento	42
3.1.2.	Fuentes láser y sintonización de longitud de onda	44
3.1.3.	Modulación de fase	45
3.1.4.	Detección y visualización de señales	46
3.2.	Caracterización óptica de la celda de acetileno	48
3.3.	Ruido de intensidad en fuentes láser	51

Capítulo 4. Investigación experimental del ruido y resolución del demodulador de fase óptica

4.1.	Caracterización básica del demodulador	54
4.2.	Medición del ruido del demodulador	58
4.2.1.	Metodología experimental	59
4.2.2.	Resultados experimentales	60
4.2.3.	Discusión de los resultados experimentales	62
4.3.	Evaluación de la resolución del demodulador	65
4.4.	Reducción de ruido y aumento de la resolución del demodulador	67
4.4.1.	Decorrelación de ruido de amplitud-fase	67
4.4.1.1.	Metodología experimental	68
4.4.1.2.	Resultados experimentales y discusión	69
4.4.2.	Detección balanceada	70
4.4.2.1.	Metodología experimental	72
4.4.2.2.	Resultados experimentales	73
4.4.2.3.	Discusión de los resultados experimentales	74
4.4.3.	Propuestas alternativas para mejorar la resolución del demodulador	76

Capítulo 5. Conclusiones finales

Literatura citada	84
-----------------------------	----

Lista de figuras

Figura	Página
1. Configuraciones interferométricas para la estabilización del punto de operación. (a) Por circuito de retroalimentación, (b) por rejillas dinámicas/hologramas en cristales fotorefractivos, (c) por sistema de auto-referencia basado en una cavidad resonante y (d) por la memoria cuántica de transiciones ópticas en un sistema de dos niveles (Casillas <i>et al.</i> , 2019a).	3
2. Espectro de absorción en el infrarrojo del acetileno. Imágen extraída de Swann y Gilbert (2000).	4
3. Configuración interferométrica de detección balanceada homodina.	5
4. Diagramas de fasores para representar (a) un estado coherente y estados de luz comprimida en (b) en fase y (c) en amplitud. ΔX_i son las incertumbres de las cuadraturas. Imagen tomada y modificada de (Fox, 2006).	6
5. (a) Diagrama de fasor de un estado de vacío comprimido y (b) configuración experimental de detección balanceada para reducir el ruido detectado usando un estado de vacío comprimido. Imágenes tomadas y modificadas de (Fox, 2006).	7
6. Clases de interferómetros: por a) división de frente de onda y b) división de amplitud. Imágenes extraídas de (Nolte, 2012).	11
7. Interferómetro Mach-Zehnder. Configuración en a) espacio libre y b) fibra óptica.	12
8. Intensidad óptica de salida en los brazos del interferómetro Mach-Zehnder como función del sesgo de fase y en donde se identifican los puntos de cuadratura. Imagen extraída y modificada de (Kirkendall y Dandridge, 2004).	13
9. Configuración de demodulación homodina activa. Imagen extraída y modificada de (Kirkendall y Dandridge, 2004).	14
10. Interferómetro adaptativo basado en la formación de hologramas dinámicos en un cristal fotorefractivo (PRC). Grabado de la rejilla del índice de refracción por el mecanismo de a) difusión y b) con la aplicación del campo eléctrico externo.	16
11. Formación de las rejillas de índice de refracción u hologramas de fase en un PCR. El patrón de intensidad que ilumina el cristal excita electrones que producen densidades de carga positivas y negativas. Si el reacomodo de las cargas es a) por difusión, se produce una rejilla del índice de refracción desplazada respecto al patrón de iluminación, y b) cuando es por un campo eléctrico externo, la rejilla formada está en fase (antifase) respecto al patrón de iluminación. Imagen extraída y modificada de (Petrov <i>et al.</i> , 1991)	17

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
12. a) Arreglo experimental básico de detección óptica de ultrasonido con una cavidad CFP. b) Diagrama de la cavidad CFP, en la que el haz de señal incide en el punto 3 y emerge en los cuatro puntos indicados. Figuras tomadas y modificadas de (Blouin <i>et al.</i> , 2007) y (Dewhurst y Shan, 1994), respectivamente.	20
13. a) Variación de la transmisión de intensidad en una franja de interferómetro CFP, en donde se indican los puntos de operación por la frecuencia de desintonía fraccional. b) Función de transferencia en respuesta a la frecuencia de desplazamiento ultrasónico detectada por un interferómetro CFP. La curva sólida y la curva punteada corresponden a los modelos teóricos de los esquemas de reflexión y transmisión respectivamente (Shan <i>et al.</i> , 1998).	22
14. (a) Arreglo experimental para la detección de ultrasonido utilizando huecos espectrales grabados en un cristal de Tm:YAG como filtro espectral. (b) Perfil espectral de absorción de un cristal dopado en tierras raras con un hueco espectral grabado. Las flechas de abajo corresponden a las amplitudes de la frecuencia portadora y las bandas laterales moduladas. AOM - Modulador acusto-óptico, UST -transductor ultrasónico, FD - Fotodetector. Imágenes tomadas y modificadas de (Li <i>et al.</i> , 2008).	24
15. Perfiles espectrales de la absorción óptica (línea sólida) y del índice de refracción (línea punteada) del modelo de clásico de Lorentz del átomo. Se indican las posiciones de la frecuencia portadora y de las bandas laterales necesarias para la demodulación de fase óptima (Casillas <i>et al.</i> , 2019a). . .	25
16. La molécula de acetileno y los desplazamientos de sus átomos en sus modos normales de vibración. Figura basada en la mostrada en el documento electrónico http://web.mit.edu/5.33/www/Exp1_IR_05.pdf	29
17. Función del perfil de línea espectral $I(\nu)$ y sus principales componentes. . .	31
18. Efecto Doppler en la frecuencia de absorción de un átomo en movimiento. . .	34
19. Diagrama de fasor del campo óptico. Un evento de emisión espontánea introduce ruido de fase además de ruido de intensidad. Imagen tomada y modificada de (Hui y y O'Sullivan, 2009).	37
20. Sistema experimental principal.	42
21. Celda de volumen con acetileno utilizada en los experimentos de esta investigación.	43
22. Variación de la potencia emitida por láser en función de la corriente de bombeo. La sintonización del controlador de temperatura se mantuvo fija a 7 k Ω	45

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
23. Arreglo experimental utilizado para evaluar el voltaje de media onda V_{π} del modulador de fase.	46
24. Señales de salida del interferómetro Mach-Zehnder y su variación en el tiempo por la sobremodulación de fase en forma de onda de dientes de sierra aplicada para estimar el voltaje de media onda del modulador de fase.	47
25. Curvas de responsividad de los fotodetectores (a) <i>DET08CFC</i> y (b) ET-3000A. Figuras tomadas de las hojas de datos de los fabricantes.	48
26. Configuración experimental utilizada para la caracterizar la sintonización a las líneas de absorción alrededor de 1530 nm.	49
27. Variación de la potencia óptica transmitida por la celda de acetileno en función de la resistencia del termistor del controlador de temperatura. Se identifican las líneas de absorción P8, P9 y P10 con sus respectivas longitudes de onda de referencia.	50
28. Perfil de transmitancia de la línea de absorción P9. El barrido en longitud de onda fue hecho con el controlador de temperatura. Las curvas solidas corresponden a ajustes de curvas con perfil gaussiano.	51
29. Perfiles de densidad espectral del ruido de intensidad de los láseres NLK1SGAAA (ancho de línea de 2 MHz) y PPCL-550 (ancho de línea de 10-15 kHz).	52
30. a) Forma de la respuesta a una modulación de fase senoidal de 200 MHz al sintonizar el láser en el centro y en las pendientes de la línea de absorción. b) Variación de la amplitud de la respuesta a una modulación de fase senoidal a distintas longitudes de onda ubicadas sobre la línea de absorción (se indica su transmitancia con la curva roja punteada).	55
31. Perfiles de las modulaciones de fase rectangulares con distintos anchos temporales observados en el osciloscopio.	56
32. Forma de la respuesta a modulaciones de fase con perfil rectangular con anchos temporales de 10 y 25 ns al sintonizar el láser al a) lado izquierdo, b) lado derecho y c) en el centro de la línea de absorción.	57
33. Variación de la amplitud de las respuestas a las partes delanteras y traseras de una modulación rectangular como función de la desintonía respecto al centro de la línea de absorción. La curva en línea punteada corresponde al perfil de transmitancia de la línea de absorción P9 en función de la desintonía.	57

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
34. Dependencia de la amplitud de la respuesta lineal en función de la frecuencia de modulación. La curva sólida corresponde al ajuste de la función de transferencia de un circuito pasa-altas y la línea punteada a la amplitud máxima de la función.	58
35. Dependencia del ruido total a la salida de la celda de acetileno como función de la desintonía respecto a la longitud de onda central de la línea de absorción, observado a 50 y 480 MHz.	60
36. Perfiles de densidad espectral del ruido observados a la salida de la celda al sintonizar el centro de la línea de absorción (desintonía 0), los centros de las pendientes de la línea (± 7) y detectado en ausencia de la celda. Mediciones con el láser DFB con ancho de línea de 2 MHz.	61
37. Perfiles espectrales de densidad del ruido a la salida de la celda a distintas sintonías sobre la línea de absorción y en ausencia de la celda obtenidos con el láser <i>PPCL-550</i> con ancho de línea de 10-15 kHz.	62
38. Representación intuitiva de la técnica de decorrelación de amplitud-fase. El campo que entra al interferómetro de Michelson se encuentra fuertemente correlacionado en amplitud y fase, lo que se representa con la elipse rotada. A la salida del interferómetro, los ruido se decorrelacionan (elipse rotada) y el ruido de intensidad se ve disminuido (Vahala y Newkirk, 1990).	69
39. Perfiles de ruido como función de la desintonía alrededor de la longitud de onda central de la línea de absorción detectados como parte del experimento para reducir el ruido de intensidad por el efecto de decorrelación de amplitud-fase. Las detecciones se hicieron a las frecuencias de 50 y 480 MHz, con corrientes de bombeo (a) alta y (b) baja. Los símbolos \pm indican una desintonía positiva y negativa respectivamente	70
40. Esquema de detección balanceada para eliminar el ruido clásico de láser. .	71
41. Esquema de detección balanceada implementado con la celda de volumen con acetileno para la eliminación del ruido de demodulado.	72
42. Trazas del (a) ruido de fondo de los canales 1 y 2 del osciloscopio y (b) del ruido en los fotodetectores en ausencia de luz, ambos al ancho de banda de 500 MHz. Se indican los voltajes RMS promedio de cada señal y la resta entre estos hecha por el osciloscopio. Las trazas de los canales 1 y 2 presentan un offset de ± 2 mV respectivamente.	74

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
43. Trazas de ruido detectados en los canales 1 y 2 del arreglo de detección balanceada y su resta entre las señales hecha por el osciloscopio. Se muestran los casos de (a) ruido de intensidad del láser (sin celda), y cuando el láser se sintonizó (b) al centro de la línea de absorción P9, (c) en la pendiente izquierda (desintonía -7) y (d) en la pendiente derecha (desintonía +7) de la línea. Las trazas de los canales 1 y 2 en (a) y (b) presentan un offset de ± 3 mV, y en (c) y (d) de ± 20 mV.	75
44. Esquema de detección balanceada mediante la separación de las componentes lineales de polarización, en donde la modulación de fase se aplica en una sola componente (PBS-divisor de haz polarizado).	77
45. Esquema para la reducción del ruido en el demodulador mediante una previa rotación en sentido opuesto de la elipse de ruido del haz.	77
46. Esquema para la reducción del ruido en el demodulador mediante el uso de un estado comprimido de luz del haz incidente.	78

Lista de tablas

Tabla	Página
1. Longitudes de onda de las líneas de absorción caracterizadas.	50

Capítulo 1. Introducción

1.1. Motivación/Antecedentes

Tanto en la investigación científica como en la industria, la medición de cantidades físicas requiere cada vez ser más exacta. Es aquí donde la interferometría óptica (Hariharan, 2007) juega un papel relevante al ser una de las técnicas para mediciones de alta precisión más utilizadas y estudiadas debido a su alta sensibilidad y flexibilidad. Es por esto que ha encontrado aplicaciones en diversas áreas: en sensores de fibra óptica, para la medición en tiempo real de parámetros físicos tales como estrés mecánico, temperatura, aceleraciones (Lee *et al.*, 2012; Kirkendall y Dandridge, 2004; Stepanov *et al.*, 2016); en comunicaciones ópticas coherentes, para la extracción de información en señales (Agrawal, 2002); en la industria, para la evaluación y caracterización no destructiva de materiales por detección de ondas ultrasónicas generadas por láser (Cand *et al.*, 1994; Jayet *et al.*, 2017). Más recientemente, destacó su uso en los interferómetros LIGO y VIRGO consiguiendo detectar por primera vez ondas gravitacionales, logro que marcó un hito para la comunidad científica (Abbott *et al.*, 2016).

En un interferómetro de láser la información del parámetro físico que se desea medir está contenida en una modulación de fase. Generalmente, esta última es convertida a una modulación de intensidad para poder ser detectada. La más alta sensibilidad de detección se logra cuando la diferencia de fase promedio entre el haz de referencia y el haz de señal se mantiene constante a $\pm\pi/2$ (a lo que también se le conoce como condición de cuadratura), lo cual da una respuesta lineal del sistema (Hariharan, 2007). Debido a su alta sensibilidad, estos sistemas se pueden ver severamente afectados por condiciones externas o ambientales, dificultando la estabilización del punto de operación, es decir, de mantener la condición de cuadratura. Por esta razón, en su forma directa la interferometría óptica es bastante difícil de utilizar afuera de laboratorios, donde los instrumentos están afectados por las condiciones ambientales (cambios de temperatura, presión atmosférica, vibraciones mecánicas, etc.).

En la búsqueda de una herramienta sencilla que solucione la compensación de estos cambios de fase no deseados, distintos sistemas adaptativos han sido propuestos. Uno de ellos es la demodulación homodina convencional, en la que se introduce

un modulador de fase en el brazo de referencia del interferómetro (figura 1(a)). Esta configuración utiliza un circuito de retroalimentación para compensar perturbaciones ambientales de baja frecuencia manteniendo así la condición de cuadratura (Kirkendall y Dandridge, 2004). Sin embargo, en el caso de un arreglo de muchos interferómetros la necesidad de un sistema de retroalimentación para cada uno puede resultar ser un inconveniente al perder compactibilidad.

Otra alternativa consiste en utilizar rejillas dinámicas/hologramas grabados continuamente en cristales fotorefractivos que funcionan como “divisores de haz inteligentes” (Stepanov, 1991). Esto se logra convirtiendo las variaciones lentas de la modulación de fase en una rejilla de franjas de amplitud al interferir un haz de señal S y uno de referencia R en el medio fotosensible dinámico - ver figura 1(b). La más alta sensibilidad (condición de cuadratura) se consigue cuando las variaciones espaciales en el índice de refracción no están corridas respecto al patrón de interferencia (Kamshilin *et al.*, 2009). Estos tienen como desventaja la naturaleza voluminosa de los medios fotosensibles lo que dificulta su integración en sistemas de fibra óptica y además presentan una lenta respuesta para compensar cambios ambientales bastante rápidos (Stepanov *et al.*, 2016).

La otra opción para detectar modulaciones de fase rápidas han sido los interferómetros de autoreferencia - ver figura 1(c). Estos reciben su nombre debido a que producen su haz de referencia a partir del haz de señal que contiene la modulación de fase. El haz de referencia de onda continua se genera al incidir el haz de señal en una cavidad resonante (Fabry-Perot), de manera que el primero tiene la frecuencia portadora del haz modulado (Cand *et al.*, 1994; Dewhurst y Shan, 1994). Sistemas como éste presentan la ventaja de tener amarre de fases entre los haces de salida (inicial con la modulación detectada y de referencia), pero requieren aún la sintonización de la frecuencia del haz incidente con la frecuencia de resonancia de la cavidad. Esto es porque la última, a su vez, también está afectada por las condiciones ambientales.

Recientemente, el grupo de trabajo del laboratorio de *Rejillas Dinámicas* del CICESE propuso una nueva técnica de detección de modulaciones de fase rápidas mediante un sistema adaptativo de auto-referencia basado en la memoria cuántica de transiciones ópticas, cuya aplicación fue demostrada usando moléculas del gas acetileno de baja presión - ver figura 20(d) (Casillas *et al.*, 2019a,b). El funcionamiento de éste consiste

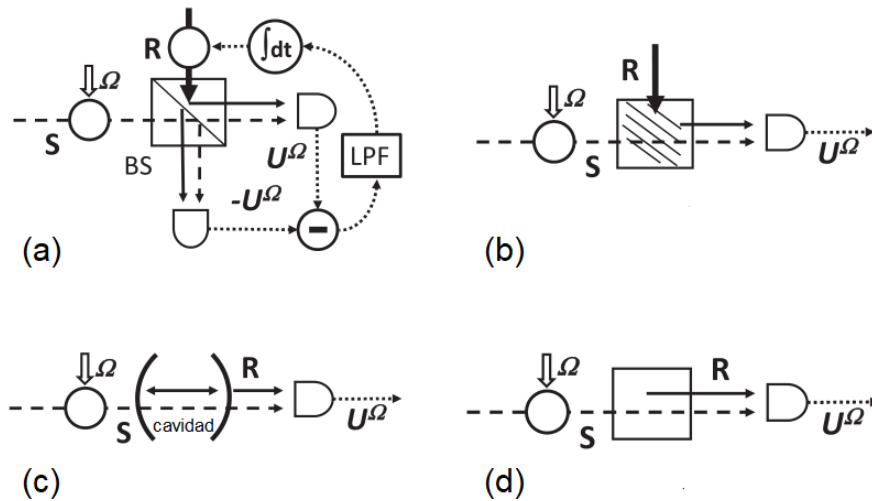


Figura 1. Configuraciones interferométricas para la estabilización del punto de operación. (a) Por circuito de retroalimentación, (b) por rejillas dinámicas/hologramas en cristales fotorefractivos, (c) por sistema de auto-referencia basado en una cavidad resonante y (d) por la memoria cuántica de transiciones ópticas en un sistema de dos niveles (Casillas *et al.*, 2019a).

en irradiar un medio de átomos de dos niveles de energía cuánticos con un haz de señal a la frecuencia de resonancia de los átomos. La información de la fase de la frecuencia portadora es grabada en la fase de los momentos dipolares de los átomos excitados durante un tiempo de memoria de fase característico T_2 . Los dipolos emiten radiación coherente con la misma frecuencia del haz de señal. La radiación de los dipolos inicia en antifase en fase y va cambiando en el tiempo hasta ponerse en fase con el haz de señal y viceversa, interfiriendo entre sí tal que la demodulación de fase se manifiesta en la salida como una modulación de amplitud. Al igual que con las cavidades Fabry-Perot, éste sólo requiere de la sintonización de la frecuencia portadora del haz de señal con una de las líneas de resonancia del material.

El principal motivo para emplear el gas acetileno se halla en su espectro de absorción vibracional-rotacional en el infrarrojo. Desde el punto de vista de la óptica, este es de gran interés debido a que presenta aproximadamente 50 líneas de absorción fuertes y angostas en el rango espectral de 1510-1540 nm (Swann y Gilbert, 2000), que coincide con la ventana espectral en que funcionan actualmente las comunicaciones ópticas (Agrawal, 2002) - ver figura 21. Además, estas líneas de absorción han mostrado ser estables ante cambios ambientales externos de presión y temperatura, lo que ha motivado su uso como referentes de calibración en la región de 1500 nm (Swann y Gilbert, 2000). Estas características y propiedades hacen al gas acetileno un potencial

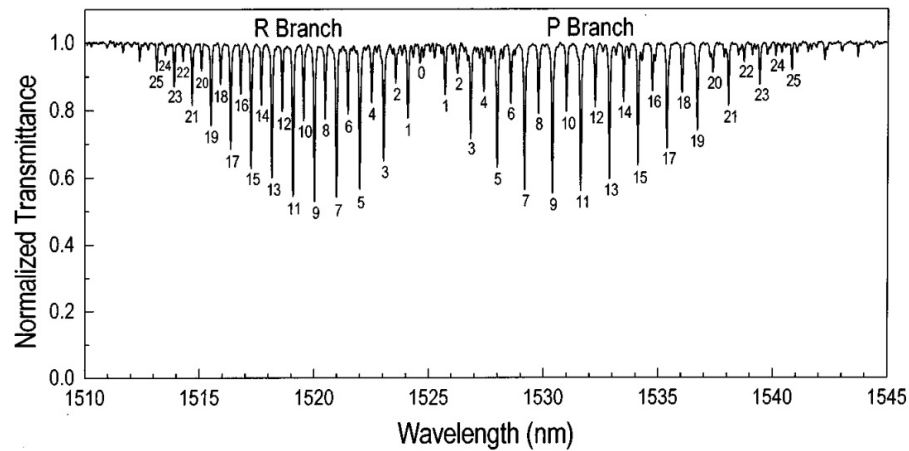


Figura 2. Espectro de absorción en el infrarrojo del acetileno. Imagen extraída de Swann y Gilbert (2000).

prospecto para el desarrollo de tecnologías futuras en el área de telecomunicaciones.

Cabe mencionar, que en los trabajos originales ((Casillas *et al.*, 2019a,b)), los principios de funcionamiento de esta configuración interferométrica de auto-referencia sólo se analizaron teóricamente de manera parcial, dejando de lado el aspecto del ruido y la resolución. En particular, fue mostrado que la fase de la frecuencia portadora del haz incidente permanece en la fase relativa de la excitación óptica de los dos niveles cuánticos resonantes involucrados. La configuración no se investigó experimentalmente a detalle como un interferómetro para demodulación de señales ópticas con modulaciones de fase rápidas.

Uno de los principales parámetros que determina el desempeño de un sistema interferométrico es su resolución, esto es, cuál es la mínima diferencia de fase que puede detectar. Esta mínima diferencia de fase a su vez estará determinada no sólo por el valor máximo de la respuesta sino también por el nivel de ruido del interferómetro. Un sistema interferométrico real se puede ver afectado por diversas fuentes de ruido, como lo son: ruido de producido por fluctuaciones en los parámetros de la luz de la fuente, a saber, la intensidad y la fase (ruidos de intensidad y de fase, respectivamente), así como ruido fotónico fundamental atribuido a la naturaleza discreta de la luz (fotones); ruido asociado a los detectores y electrónica, como el ruido de oscuridad y el ruido térmico en resistencias de carga; y ruido cuántico adicional asociado a dispositivos ópticos como amplificadores por su generación de emisión espontánea (Kirkendall y Dandridge, 2004; Kamshilin *et al.*, 2009).

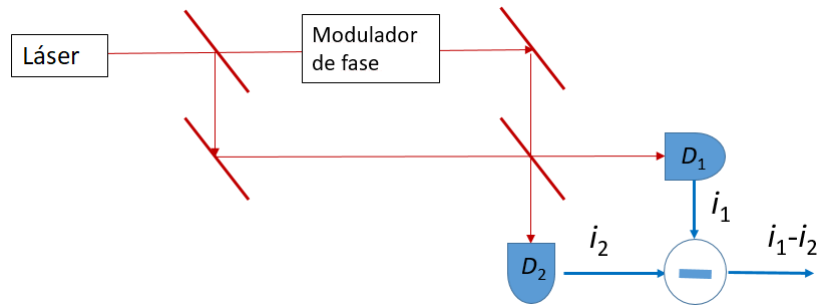


Figura 3. Configuración interferométrica de detección balanceada homodina.

El ruido fotónico es una de las fuentes de ruido de mayor importancia debido a que éste limita el ruido de intensidad de casi todas las fuentes de luz convencionales. Este se debe a la inestabilidad de la corriente del fotodetector causada por la fluctuación estadística del número de fotones, inherente a su naturaleza cuántica (Hasinoff, 2012). Este suele asociarse al ruido de disparo, que es atribuido a la naturaleza discreta de las cargas eléctricas generadas al incidir los fotones en el detector (fotoportadores) móviles generados al incidir los fotones en el fotodiodo.

Una forma de remover el exceso de ruido de intensidad del láser y alcanzar el nivel de ruido fotónico es mediante la técnica de detección homodina balanceada (Fox, 2006). La figura 3 ilustra un esquema simple de su aplicación en un interferómetro del tipo Mach-Zehnder (Hariharan, 2007). Esta consiste en dividir el haz de salida del láser en dos haces de igual intensidad los cuales son detectados por dos fotodetectores idénticos D_1 y D_2 , que generan fotocorrientes i_1 e i_2 , respectivamente. Las salidas de los fotodetectores son conectadas tal que sus señales se resten ($i_2 - i_1$) y puedan ser detectadas, de manera que el ruido de intensidad que acompaña a cada señal es suprimido.

De usar la detección balanceada homodina, la resolución se vería aún limitada por el ruido fotónico, lo que ha llevado a la búsqueda de procedimientos para reducir el nivel de ruido aún más. Una solución exótica ha sido el tomar provecho de la naturaleza cuántica de la luz y utilizar fuentes de luz no clásicas. Esto se ha abordado por el concepto de los estados coherentes, que son los estados cuánticos de luz que más se parecen a una onda electromagnética clásica. Su interés recae en que tienen una relación de incertidumbre mínima entre sus componentes de cuadratura complementarios del campo: amplitud y fase (Fox, 2006). Lo anterior se puede entender mejor visuali-

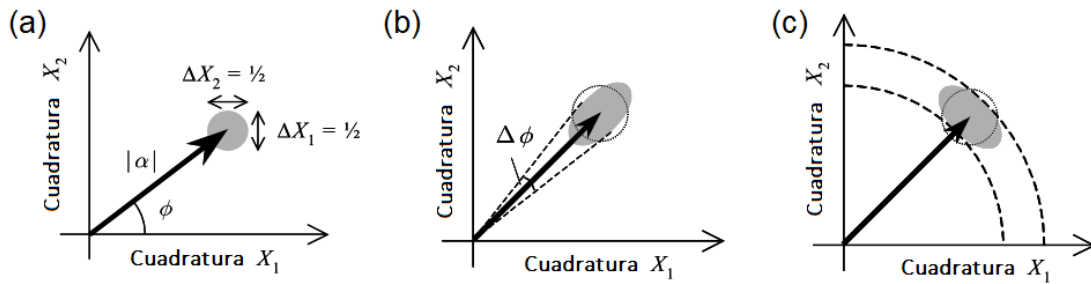


Figura 4. Diagramas de fasores para representar (a) un estado coherente y estados de luz comprimida en (b) en fase y (c) en amplitud. ΔX_i son las incertumbres de las cuadraturas. Imagen tomada y modificada de (Fox, 2006).

zándolo a través de diagramas de fasores, en donde cada estado es representado por un fasor con amplitud $|\alpha|$ y a un ángulo ϕ respecto al eje X - ver figura 4(a). La incertidumbre entre las componentes de cuadratura se representa en la punta del fasor y tiene una geometría circular, esto significa que la incertidumbre en cada componente es la misma. Esta condición de incertidumbre mínima se puede mantener si una de las cuadraturas es 'comprimida' al costo de que la otra aumente, lo que se conoce como un estado de luz comprimido (Fox, 2006). Así, se pueden tener estados de luz con fase comprimida y con amplitud comprimida - ver figura 4(b) y (c), respectivamente.

Otros estados de luz no clásica posibles de generar son los estados de vacío. El campo de vacío es descrito por la óptica cuántica como un campo eléctrico que fluctúa al azar, correspondiente a la energía de punto cero de un oscilador en mecánica cuántica (Fox, 2006). En la figura 5(a) se muestra el diagrama de fasor de un estado de vacío comprimido, cuya posición se encuentra en el origen, es decir, tiene una amplitud cero.

Para producir luz comprimida se utilizan principios físicos no clásicos, como el entrelazamiento cuántico e interacciones ópticas no lineales (generación de segundo armónico, amplificación paramétrica degenerada) (Wu *et al.*, 1986; Plick *et al.*, 2010). En cuanto a su detección, los esquemas empleados generalmente se basan en detección balanceada (Feng, 2012; Mehmet *et al.*, 2011). Por ejemplo, en la figura 5(b) se muestra un arreglo de detección balanceada para la detección de estados de vacío comprimidos. Para esto no se utiliza solo una fuente como haz de señal, y en su lugar, en la otra entrada del interferómetro, ingresan en el sistema los modos del campo de vacío, que está siempre presente, e interfieren con el haz de un oscilador local (LO en

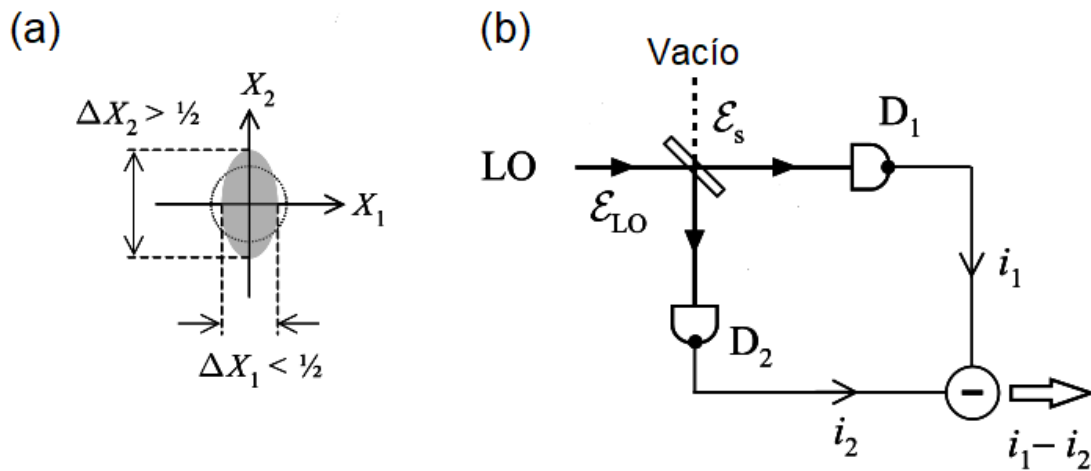


Figura 5. (a) Diagrama de fasor de un estado de vacío comprimido y (b) configuración experimental de detección balanceada para reducir el ruido detectado usando un estado de vacío comprimido. Imágenes tomadas y modificadas de (Fox, 2006).

la figura 5).

Los estados de luz comprimidos son pieza clave para llevar el nivel de ruido de un sistema interferométrico por debajo del límite impuesto por el ruido fotónico, lo que ha llevado su aplicación a sistemas innovadores y de vanguardia, por ejemplo, en la detección de ondas gravitacionales (Kamshilin *et al.*, 2009). Bajo el contexto de este trabajo de investigación, una opción inicial de estudio para reducir el ruido en la configuración experimental aquí utilizada es la de irradiar los átomos de acetileno con luz que presente ya los estados de luz comprimidos. Otro caso de interés podría ser el generar los estados comprimidos en parámetros físicos asociados a las moléculas de acetileno, como lo es el *spin-squeezing*. En este último se modifican las componentes del momento angular de un ensemble de partículas con espín, para así reducir la varianza en una de las componentes a la vez que se aumenta en las componentes complementarias (Ma *et al.*, 2011). Esta técnica ha sido bastante investigada en las últimas décadas debido a su impacto en aplicaciones en áreas como la metrología cuántica, fabricación de mejores relojes atómicos, y en experimentos fundamentales de física como la detección de entrelazamiento cuántico (Schleier-Smith *et al.*, 2010; Hosten *et al.*, 2016; Davis *et al.*, 2016).

1.2. Objetivos

Este trabajo tiene como objetivo principal la investigación teórica y experimental de la resolución máxima (o de la mínima amplitud de fase detectable) de la demodulación de fase óptica usando la memoria cuántica de sistemas de dos niveles de energía en acetileno, así como de las técnicas para aumentar dicha resolución más allá del nivel impuesto por el ruido fotónico.

1.2.1. Objetivos específicos

- Montar las configuraciones experimentales y evaluar el ruido y la resolución de demodulación en celdas de volumen y HC-PCF rellenas con acetileno a baja presión.
- Investigar la posibilidad de compensar o minimizar el ruido de intensidad y de fase del láser en estas configuraciones.
- Analizar las posibilidades de mejorar la resolución de la demodulación usando estados de luz no-clásicos.

1.3. Contenido de la tesis

El contenido de la presente tesis está organizado de la siguiente manera:

- Capítulo 2: Se introducen conceptos teóricos relevantes al trabajo técnico realizado. En particular se describen con mayor detalle algunos sistemas interferométricos adaptativos, las propiedades ópticas del acetileno, las fuentes de ruido presentes en un sistema interferométrico y se finaliza con el uso de estados de luz no-clásicos para aumentar la resolución de las detecciones interferométricas.
- Capítulo 3: Se presenta el arreglo experimental utilizado y se describen los componentes y elementos ópticos y electrónicos que lo conforman. También se describe la caracterización de algunos de estos elementos y componentes más importantes.

- Capítulo 4: Se presentan los resultados experimentales de las mediciones de ruido de láser y las evaluaciones de la resolución del demodulador. Se discuten dichos resultados y se comparan con los valores teóricos esperados. Además, se analiza la factibilidad de aumentar la resolución mediante el uso de estados de luz no-clásicos.
- Capítulo 5: Por último se concluye exponiendo los resultados principales obtenidos.

Capítulo 2. Conceptos básicos

2.1. Sistemas/sensores interferométricos adaptativos y de auto-referencia

Como mencionamos en la introducción, la interferometría óptica ofrece una gran resolución en mediciones de alta precisión, sin embargo, su alta sensibilidad a perturbaciones externas y ambientales puede resultar en una desventaja para mantener la diferencia de fase entre el haz de referencia y el haz de señal con la que se obtiene la mayor resolución (Hariharan, 2007; Macpherson, 2014). Es bajo este contexto que se ha desarrollado como solución la interferometría adaptativa o de auto-referencia. En la presente sección se describe con mayor detalle el funcionamiento de un interferómetro convencional y se abordan algunas configuraciones de interferometría adaptativa propuestos anteriormente en la literatura, incluyendo el demodulador estudiado en este trabajo. Esto con el propósito de comparar las características que distinguen a este demodulador de las otras configuraciones y se proporcionen conceptos básicos que servirán para entender el estudio de las propiedades de ruido y su resolución.

2.1.1. Interferómetros convencionales

Los primeros trabajos de interferometría datan desde el fallido experimento de Michelson y Morley en 1887 para probar la existencia del éter, y han tenido un rápido desarrollo a partir de la invención del láser en 1960 (Abolbashari, 2014). Un interferómetro es un instrumento que emplea el fenómeno de interferencia entre dos o más haces de luz para medir un amplio rango de parámetros físicos (Malacara, 2007). El patrón de interferencia formado por la recombinación de los haces es utilizado para detectar un cambio en el frente de onda ocasionado por la transmisión a través de un elemento de prueba o reflexión del mismo. A su vez, este cambio en el frente de onda corresponde a los parámetros y/o características de interés del objeto bajo prueba (Abolbashari, 2014).

La anterior definición de un interferómetro es bastante general, lo que ha llevado a que se desarrolle un amplio catálogo de diseños de estos y que sean clasificados de distintas maneras. Una forma de clasificarlos es dependiendo del número de haces

que interfieren, los cuales se dividen en dos o más haces, como se mencionó anteriormente. Otra manera común de categorizarlos se basa en el modo en que ocurre la interferencia; ésta puede ser por división del frente de onda o por división de amplitud (Nolte, 2012). En la primera categoría, los frentes de onda de luz con caminos ópticos paralelos son desviados para que dejen de ser paralelos y por lo tanto se crucen, mientras que en la segunda, luz con un sólo camino óptico es dividido para que tome diferentes caminos antes de cruzarse o recombinarse - ver figura 6. Una tercera clasificación separa la interferometría en detección homodina o heterodina. En la categoría de detección homodina entran los interferómetros donde el haz de señal y de referencia tienen la misma frecuencia y una fase relativa estable, pero con una modulación de fase de señal pequeña. Mientras que aquellos en los que hay una diferencia en la frecuencia de los haces, o bien, una diferencia de fase grande que varía con el tiempo, se consideran en la categoría de detección heterodina.

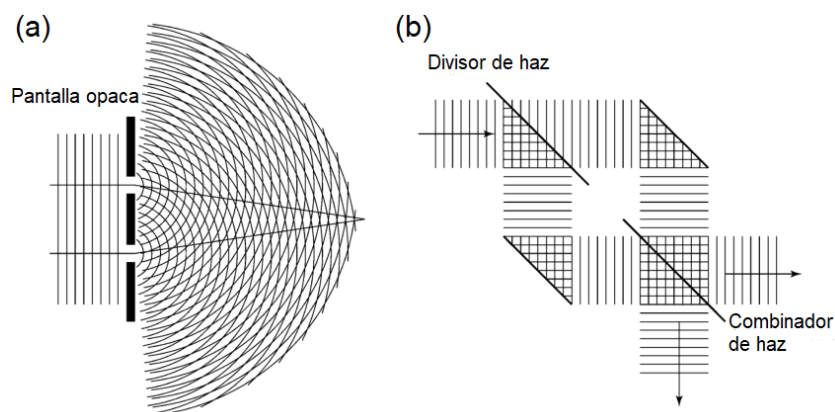


Figura 6. Clases de interferómetros: por a) división de frente de onda y b) división de amplitud. Imágenes extraídas de (Nolte, 2012).

Una de las configuraciones más sencillas es la del interferómetro Mach-Zehnder, mostrado en la figura 7(a). El arreglo consiste en dos divisores de haz y dos espejos. El primer divisor de haz separa la fuente de entrada en dos haces de igual intensidad; uno que pasa por la muestra sujeta a prueba que introduce una modulación de fase, también llamado haz de señal y el otro que no es modificado en su camino denominado haz de referencia. Los espejos redirigen ambos haces hacia el segundo divisor de haz para que sean recombinados e interfieran, y posteriormente la contribución de cada puerto sea recibida por los fotodetectores para ser convertidos en señales eléctricas (Bachor y Ralph, 2019; Nolte, 2012). Esta configuración en espacio libre puede ser complicada para llevarla a aplicaciones prácticas en el mundo real con la ausencia de

las condiciones de control que se tienen en un laboratorio. Sin embargo, este problema ha sido abordado con el advenimiento de las fibras ópticas, las cuales ofrecen ventajas en compactibilidad, flexibilidad, pocas pérdidas ópticas y bajo costo, tomando un lugar importante en la implementación de sensores (Macpherson, 2014). En la figura 7(b), se muestra el análogo en fibra óptica del interferómetro Mach-Zehnder, en donde los divisores de haz y espejos son sustituidos por acopladores de fibra óptica con razón de división de 50/50 (o 3 dB).

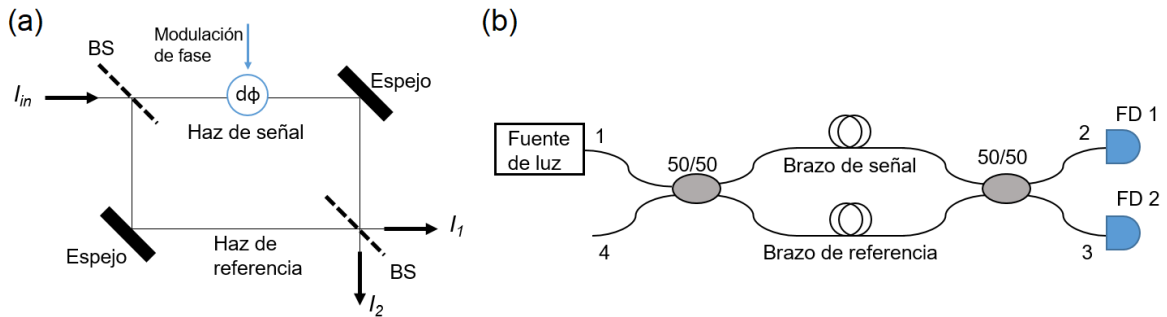


Figura 7. Interferómetro Mach-Zehnder. Configuración en a) espacio libre y b) fibra óptica.

Si la luz que es introducida en el puerto 1 del arreglo de fibra óptica (o el primer divisor de haz en el arreglo de espacio libre) tiene una amplitud E_{in} , su intensidad correspondiente será $I_{in} \propto |E_{in}|^2$ (Pal, 2014). La luz a la salida del puerto 2 proveniente del brazo superior e inferior del interferómetro llega al fotodetector FD 1 con una intensidad dada como

$$\begin{aligned} I_1 &\propto E_1 \cdot E_1^* = \frac{1}{2} E_{in} [e^{i\phi_1} + e^{i(\pi+\phi_2)}] \cdot \frac{1}{2} E_{in}^* [e^{-i\phi_1} + e^{-i(\pi+\phi_2)}] \\ &= \frac{I_{in}}{2} [1 - \cos(\Delta\phi)] = I_{in} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

donde $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$; $\phi_{1,2}$ corresponde a la fase acumulada a lo largo del brazo superior e inferior del interferómetro, respectivamente, y E_1^* es el complejo conjugado de la amplitud E_1 . De manera análoga, la intensidad de salida en el puerto 3 es

$$I_2 \propto \frac{I_{in}}{2} [1 + \cos(\Delta\phi)] = I_{in} \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right). \quad (2)$$

La intensidad de salida de los puertos en función del cambio de fase $\Delta\phi$ se muestra en la figura 8. En la práctica, el cambio de fase inducido por el mensurando $\Delta\phi$ suele ser pequeño y se puede describir por dos términos, uno que representa un sesgo de

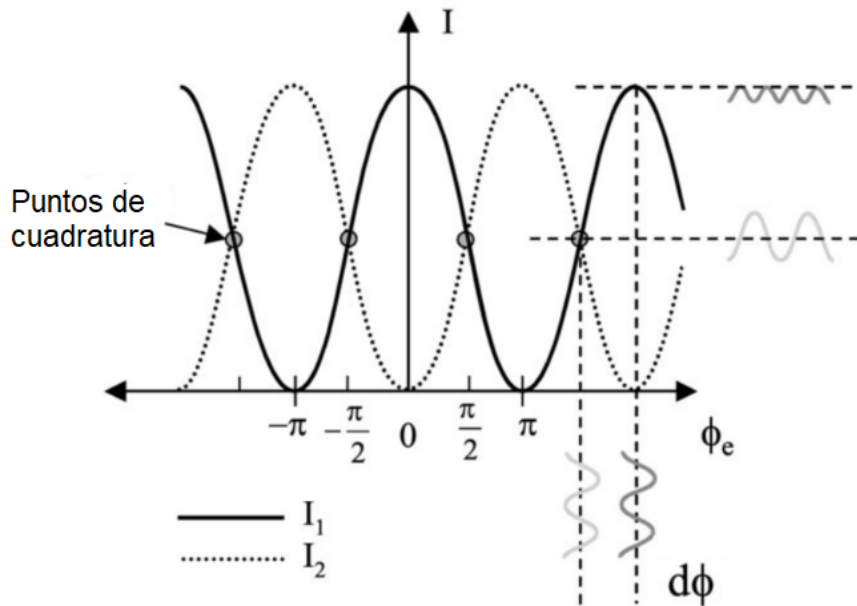


Figura 8. Intensidad óptica de salida en los brazos del interferómetro Mach-Zehnder como función del sesgo de fase y en donde se identifican los puntos de cuadratura. Imagen extraída y modificada de (Kirkendall y Dandridge, 2004).

fase de baja frecuencia inducido por condiciones ambientales, ϕ_e , que varía lentamente con el tiempo, y otra componente de señal, $d\phi$, que representa el cambio de fase diferencial inducido por la señal (Kirkendall y Dandridge, 2004), tal que

$$\Delta\phi = \phi_e + d\phi. \quad (3)$$

La más alta sensibilidad de respuesta del interferómetro se tiene cuando el sesgo de fase tiene un valor de $\phi_e = (2m + 1)\pi/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$, los que se conocen como puntos de cuadratura y en donde se tiene una detección lineal (Pal, 2014). Esto último se vuelve evidente si consideramos el punto de cuadratura $\phi_e = \pi/2$, tal que

$$I_1 = I_{in} \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{d\phi}{2}\right) \approx \frac{I_{in}}{2} (1 + d\phi). \quad (4)$$

La ecuación 4 muestra que el cambio de fase $d\phi$ es convertido a un cambio de intensidad de manera lineal.

Por otra parte, cuando el sesgo de fase tiene valores de múltiplos enteros de π , la intensidad $I_{1,2}$ depende cuadráticamente de $d\phi$, alternándose entre los valles y picos donde la respuesta a la señal $d\phi$ es atenuada y distorsionada. Esta condición del

desvanecimiento de la señal inducido por el sesgo de fase ha resultado en complicaciones a la hora de emplear sistemas interferométricos como sensores (Kirkendall y Dandridge, 2004).

Numerosas soluciones han sido desarrolladas con el fin de estabilizar la operación de los interferómetros en los puntos de cuadratura y tener una extracción apropiada de la información. Una de las primeras y más sencillas es la técnica de demodulación homodina activa, en la que se introduce un modulador de fase en el brazo de referencia y un circuito de retroalimentación (Jackson *et al.*, 1980; Kirkendall y Dandridge, 2004). Este último combina las señales de cada fotodetector en un amplificador diferencial, que de no ser igual a cero envía una señal de error a un integrador amplificador operacional - ver figura 9. Posteriormente, la salida de integrador es aplicada al modulador de fase como una señal de compensación, con lo que se estaría fijando el interferómetro a uno de los puntos de cuadratura.

Sin embargo, esta configuración es complicada de llevar a aplicaciones a gran escala como en los grandes arreglos de sensores de fase al requerir un circuito de retroalimentación para cada uno. Por esta misma razón, este tipo de configuración no es apta para realizar demodulación de fase de frentes de onda complicados (o de alto 'etandue' - (Hariharan, 2007)), como los que son reflejados de superficies rugosas de prueba. En estos frentes, cada pixel (punto con resolución limitada por difracción) tiene su propia fase promedio y el satisfacer la condición de cuadratura para cada uno por un haz de referencia resulta imposible.

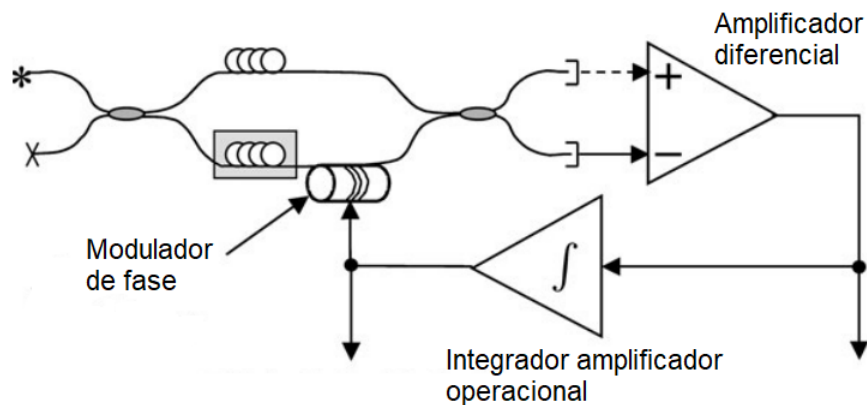


Figura 9. Configuración de demodulación homodina activa. Imagen extraída y modificada de (Kirkendall y Dandridge, 2004).

2.1.2. Configuraciones adaptativas con rejillas dinámicas

En 1980, (Hall *et al.*, 1980) propuso una forma alternativa de realizar interferometría adaptativa mediante la formación de hologramas dinámicos en cristales fotorefractivos (PRC por sus siglas en inglés) con los que se soluciona el problema de detectar frentes de onda complicados, la cual se volvió una área de investigación prolífica durante esa década. En esta configuración, se hace uso de la no-linealidad de los cristales para producir el efecto fotorefractivo, el cual permite grabar información en forma de rejillas dinámicas del índice de refracción al combinar el haz de señal y el haz de referencia en el cristal como un patrón de intensidad (Stepanov, 1991). La interferencia de los haces dentro del cristal es continua en el tiempo, tal que el holograma formado se modifica con los cambios de fase lentos a los que es sometido el haz de señal actuando como un 'divisor de haz inteligente'.

El efecto fotorefractivo, que da pie a la formación de las rejillas en PRCs, es un fenómeno en donde el índice de refracción local de un material es modificado por una iluminación no uniforme. Los electrones o huecos móviles localizados en el área iluminada son excitados de impurezas presentes en el cristal y migran a las regiones no iluminadas. Al ser atrapados en dichas regiones se produce un campo de carga espacial no uniforme y por lo tanto una distribución de campo eléctrico dentro del cristal que modifica el índice de refracción a través del efecto electro-óptico lineal (de Pockels). La amplitud $\Delta n(x)$ del cambio en el índice de refracción está dado como (Rajbenbach y Huignard, 1991)

$$\Delta n(x) = \frac{1}{2}n^3rE_{sc}(x), \quad (5)$$

donde r es el coeficiente Pockels efectivo del cristal, n es el índice de refracción del cristal, y $E_{sc}(x)$ es el campo eléctrico fotoinducido por la carga espacial. Los cristales fotorefractivos empleados incluyen óxidos electro-ópticos como LiNbO_3 , BaTiO_3 y $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, así como los semiconductores compuestos GaAs, InP y CdTe (Rajbenbach y Huignard, 1991).

Al incidir los haces de señal I_{s0} y referencia I_{r0} en el cristal fotorefractivo como se muestra en la figura 10, estos se combinan para dar lugar al holograma dinámico y simultáneamente se difractan con él (Kolegov *et al.*, 2011). Cada uno de los haces

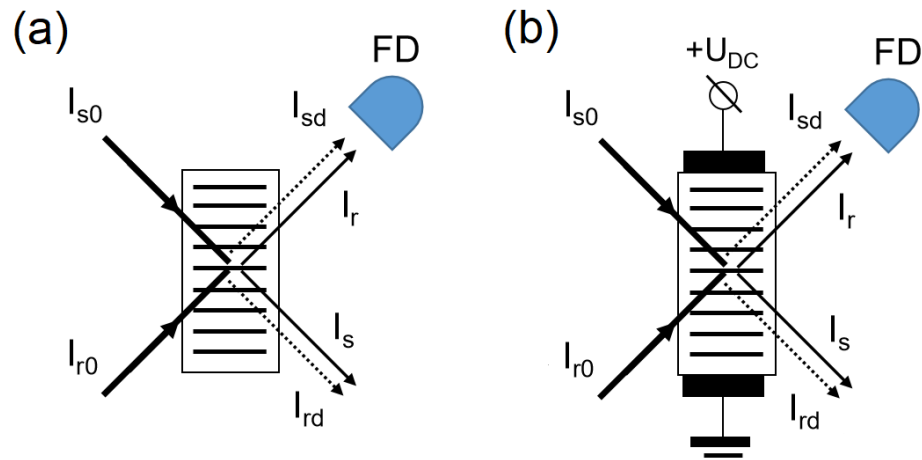


Figura 10. Interferómetro adaptativo basado en la formación de hologramas dinámicos en un cristal fotorefractivo (PRC). Grabado de la rejilla del índice de refracción por el mecanismo de a) difusión y b) con la aplicación del campo eléctrico externo.

transmitidos interfiere con las partes difractadas: el haz de señal I_s interfiere con I_{rd} , y a su vez el haz de referencia I_r interfiere con I_{sd} - ver figura 10(a). La intensidad del haz de señal transmitido por el cristal es

$$I = I_0 [1 + m \cos(\Delta\phi)], \quad (6)$$

donde $m = 2\sqrt{I_s I_{rd}}/I_0$ es el contraste del patrón de interferencia, I_0 es la intensidad total de los haces I_s e I_{rd} , y $\Delta\phi$ es la diferencia de fase entre los haces. De manera similar al interferómetro convencional, la diferencia de fase se puede dividir en un término de sesgo de fase y uno de amplitud de modulación (ecuación 3). Por ejemplo, si el haz de señal proviene reflejado de una superficie que vibra a una frecuencia Ω , la modulación de fase es de la forma

$$\Delta\phi = \phi_0 + \phi_m \cos(\Omega t), \quad (7)$$

donde ϕ_m es la amplitud de la modulación de fase y ϕ_0 es el cambio de fase del campo difractado, que corresponde a la suma de la diferencia de fase entre la rejilla fotorefractiva y el patrón de interferencia y el cambio adicional de la difracción en la rejilla de fase (Kolegov *et al.*, 2011). La demodulación de la señal de fase se realiza en el régimen lineal cuando $\phi_0 = \pi/2$, esto es, en el punto de cuadratura, mientras que a $\phi_0 = 0$ o π se opera en el régimen cuadrático.

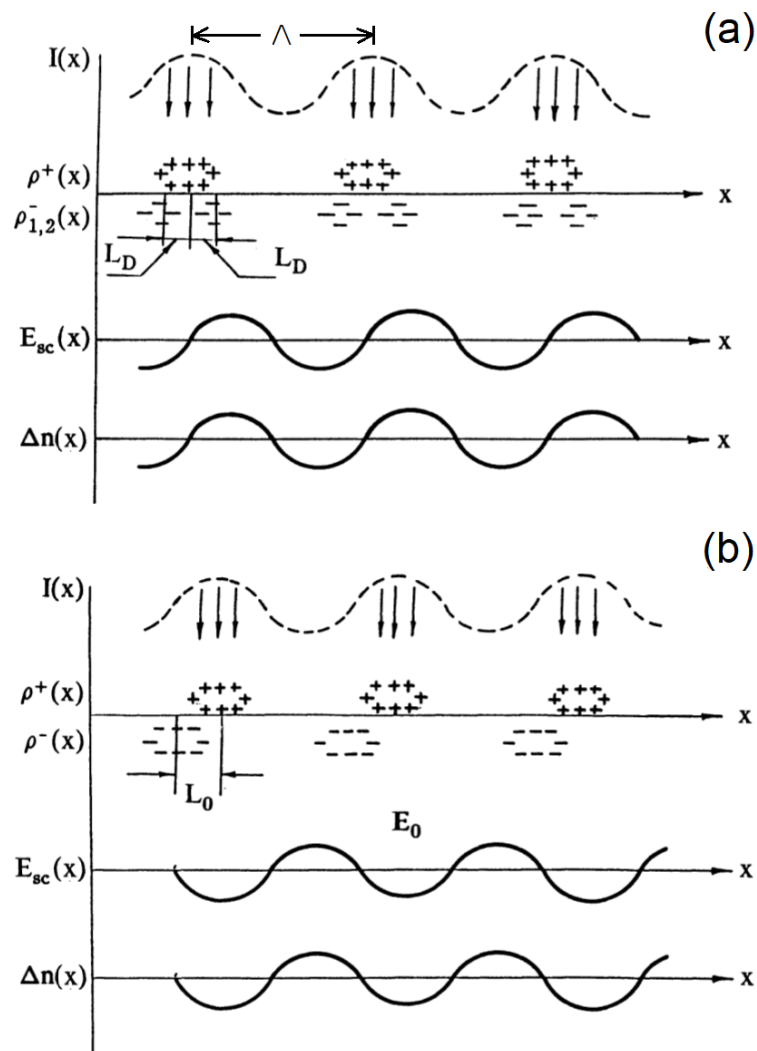


Figura 11. Formación de las rejillas de índice de refracción u hologramas de fase en un PCR. El patrón de intensidad que ilumina el cristal excita electrones que producen densidades de carga positivas y negativas. Si el acomodamiento de las cargas es a) por difusión, se produce una rejilla del índice de refracción desplazada respecto al patrón de iluminación, y b) cuando es por un campo eléctrico externo, la rejilla formada está en fase (antifase) respecto al patrón de iluminación. Imagen extraída y modificada de (Petrov *et al.*, 1991)

El punto de operación del interferómetro queda determinado por el mecanismo de grabado de la rejilla, a saber, por difusión o arrastre producido por un campo eléctrico externo (Kamshilin *et al.*, 2009). En el primero, los electrones excitados por la luz incidente migran de la región iluminada, en donde la concentración de portadores de carga es mayor, a las regiones no iluminadas, en donde la concentración de portadores es menor. La intensidad de luz en el cristal por la combinación de los haces incidentes sigue la forma del patrón de interferencia de la ecuación 6 en el espacio, $I(x)$. Esto da lugar a una densidad de carga ρ formada por tres rejillas de cargas, una rejilla positivamente cargada con densidad de carga ρ^+ , y dos rejillas con densidad

de carga negativa ρ_1^- y ρ_2^- correspondientes a los electrones que se movieron a la izquierda y derecha del sitio iluminado la distancia de difusión L_D - ver figura 11(a). A partir de la ley de Gauss se puede demostrar que el campo eléctrico formado por la carga espacial $E_{sc}(x)$ presenta un desfase de $\pi/2$ (o de un cuarto del periodo espacial Λ) respecto al patrón de intensidad formado en el cristal, y por ende el cambio en el índice de refracción del cristal Δn también (Petrov *et al.*, 1991).

Por otra parte, en las rejillas grabadas por el mecanismo de arrastre, los electrones excitados por la iluminación son desplazados a las regiones no iluminadas mediante la aplicación de un campo eléctrico externo dc (corriente directa) E_0 (mediante la aplicación del voltaje U_0) - ver figura 10(b). Este desplazamiento ocurre en una sola dirección y, en promedio, los electrones recorren una distancia de arrastre L_0 hasta ser atrapados. A diferencia del caso de difusión, en este la densidad de carga ρ sólo está formada por dos rejillas de carga, una con densidad de carga positiva ρ^+ y otra negativa ρ^- - ver figura 11(b). Al aplicar la ley de Gauss a ρ se encuentra que el campo eléctrico de carga espacial E_{sc} y la modulación del índice de refracción Δn están en fase con la rejilla de luz grabada. En consecuencia, a los hologramas de fase dinámicos formados por este mecanismo se les suele llamar como no desplazados, y por razones obvias, a los formados por difusión como desplazados.

La razón por la que el régimen de operación lineal se obtiene con el mecanismo de arrastre se explica de la siguiente manera. Para que la demodulación de la información se realice en el punto de cuadratura, la porción del haz de referencia transmitido I_r que interfiere con la porción del haz de señal difractado I_{sd} requieren tener la diferencia de fase $\phi_0 = \pi/2$ entre sí - figura 10. Debido a que los haces reflejados de la rejilla del índice de difracción adquieren un cambio de fase de $\pi/2$, es necesario tomar en cuenta la diferencia de fase inherente a la rejilla respecto al patrón de interferencia de los haces incidentes, que en el caso del holograma no desplazado es cero, por lo tanto la condición del punto de cuadratura es obtenida directamente por el mecanismo de arrastre (Kamshilin *et al.*, 2009).

Cada holograma dinámico está caracterizado por el tiempo de grabación τ_H , el cual depende de la eficiencia de los procesos de generación y transporte de las cargas del cristal (Kamshilin *et al.*, 2009). Los tiempos de grabación típicos en cristales suelen ser cortos, por ejemplo, en cristales de BSO rondan el orden $\sim 10^{-4}$ s para luz de la

región verde del espectro e intensidades de luz moderadas $I_0 = 1 \text{ mW/mm}^2$ (Stepanov, 1991). Además, otra característica de los interferómetros adaptativos basados en esta configuración es que presentan una función de transferencia, i.e., dependencia de la amplitud del índice de modulación en los haces de salida como función de la frecuencia Ω de modulación de fase. Esta función de transferencia es similar a la de un circuito diferenciador RC con una constante de tiempo τ_H , con un comportamiento de filtro pasa-altas a la frecuencia de corte $\Omega_{cut} \propto (\tau_H^{-1})$.

Estas configuraciones han encontrado aplicaciones en la estabilización de sensores interferométricos de fibra óptica y en la evaluación no destructiva de materiales (Dewhurst y Shan, 1994). Esto último es posible porque la configuración puede funcionar no sólo con haces sencillos (planos o Gaussianos) sino también con los de estructura complicada que aparecen después de la reflexión del haz láser sobre una superficie rugosa de un material real. Sin embargo, se ven limitados por la naturaleza voluminosa de los medios fotosensibles y su incapacidad de detección de modulaciones de fase rápidas (Stepanov *et al.*, 2016).

2.1.3. Configuraciones de auto-referencia con cavidades Fabry-Perot

Durante la década de 1980, bajo un creciente interés por la detección de ultrasonido en la evaluación no destructiva de materiales y control de procesos en manufactura, surge como objeto de investigación el uso de interferómetros de auto-referencia basados en cavidades Fabry-Pérot confocales (CFP, por sus siglas en inglés). Esta técnica de detección consiste en iluminar la superficie del material de prueba que es sometido a un movimiento ultrasónico, lo que otorga la modulación de fase a la luz reflejada o dispersada y que posteriormente ingresa a la cavidad - ver figura 12(a). El interferómetro CFP convierte esta modulación de fase en modulación de intensidad para ser detectada a la salida por un fotodetector y así determinar las características del movimiento ultrasónico. Éste método óptico permite hacer mediciones de muestras a distancia y bajo condiciones adversas encontradas en manufactura, tales como altas temperaturas, radiación ionizante y difícil acceso, ventajas que le hacen superar a los sensores de contacto (Dewhurst y Shan, 1994; Monchalin *et al.*, 1989).

La naturaleza de la cavidad CFP hace que esta configuración tenga dos esquemas

de funcionamiento: de transmisión y reflexión. El interferómetro CFP consiste de dos espejos esféricos idénticos colocados con sus caras cóncavas frente a frente y separados a una distancia aproximada a su radio de curvatura. Cuando un rayo de luz monocromática incide cerca del eje de la cavidad, como el del punto 3 en la figura 12(b), éste regresará sobre sí mismo después de cuatro reflexiones. El ciclo se repite para cada rayo produciendo el fenómeno de interferencia de haces múltiples en los cuatro puertos de salida. Esta propiedad de auto-imagen después del doble paso a través de la cavidad FP confocal permite usarla para haces con estructura complicada, que es muy importante para aplicaciones prácticas.

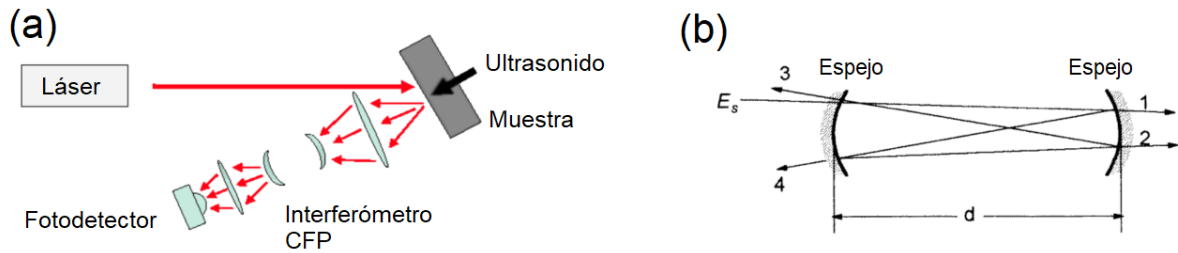


Figura 12. a) Arreglo experimental básico de detección óptica de ultrasonido con una cavidad CFP. b) Diagrama de la cavidad CFP, en la que el haz de señal incide en el punto 3 y emerge en los cuatro puntos indicados. Figuras tomadas y modificadas de (Blouin *et al.*, 2007) y (Dewhurst y Shan, 1994), respectivamente.

Los haces salientes de los puertos 1 y 2 se utilizan para hacer mediciones de ultrasonido en el esquema de transmisión, mientras que los que salen por los puertos 3 y 4 se emplean para el esquema de reflexión (Dewhurst y Shan, 1999). El análisis teórico de la propagación del haz reflejado en la superficie de muestra brinda información relevante para el uso de los esquemas mencionados antes en detección interferométrica. El campo eléctrico del haz láser reflejado está dado como

$$E_s = E_0 \exp \left[i \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} z + \phi_0 \right) \right], \quad (8)$$

donde E_0, ν, λ y ϕ_0 son la amplitud del campo, su frecuencia, longitud de onda y constante de fase, respectivamente, y z es la dirección de propagación de la luz. A su vez, el desplazamiento de la superficie por el movimiento ultrasónico $\delta(t)$ puede ser descrito como

$$\delta(t) = U \cos(2\pi f_u t + \psi), \quad (9)$$

donde U , f_u y ψ son la amplitud, frecuencia y constante de fase del desplazamiento ultrasónico. El desplazamiento produce un cambio en la longitud del camino recorrido por el haz

$$z(t) = z_0 + 2\delta(t), \quad (10)$$

donde z_0 es la longitud del camino óptico estático del haz. Así pues, la información ultrasónica se introduce como un cambio de fase óptica, sustituyendo 9 y 10 en 8, haciendo una primera aproximación se encuentra que el campo eléctrico del haz que incide en la cavidad puede expresarse como (Shan *et al.*, 1998)

$$E_s = E_0 \left\{ e^{i2\pi\nu t} - i \frac{2\pi U}{\lambda} \left\{ e^{i[2\pi(\nu+f_u)t+\phi_0]} + e^{i[2\pi(\nu-f_u)t-\phi_0]} \right\} \right\}, \quad (11)$$

en donde z_0 y ϕ_0 son omitidos al ser términos independientes del desplazamiento ultrasónico.

De la ecuación 11 se deduce que además de la frecuencia portadora ν el campo ahora contiene dos bandas laterales débiles a las frecuencias $\nu+f_u$ y $\nu-f_u$ (corrimiento Doppler). Estos corrimientos de frecuencia (y de fase) pueden ser demodulados con el CFP a una modulación de intensidad sintonizando el láser en la pendiente de una de las franjas de transmisión o de reflexión del interferómetro, separados entre sí por el rango espectral libre $c/(4d)$ (Dewhurst y Shan, 1999). Este principio de demodulación en el esquema de transmisión se muestra en la figura 13, donde se observa la señal AC producida por detección de la modulación de intensidad de salida. La sensibilidad de la demodulación está determinada por la frecuencia de desintonía fraccional f_r , que mide la desintonía entre la frecuencia central de la línea de transmisión (o reflexión) y la frecuencia del láser. La mayor sensibilidad se obtiene cuando el láser se sintoniza a la mitad de la altura del pico de transmisión, $f_r = 0.5$ - ver figura 13(a).

La sensibilidad de la demodulación también depende del esquema de funcionamiento con el que se trabaje ya que la función de transferencia de éstos difiere. En el caso del esquema de transmisión, el CFP funciona como un discriminador de frecuencias. La representación de demodulación de la figura 13(a) es válida a frecuencias ultrasónicas bajas donde la respuesta es de manera lineal, mientras que a frecuencias

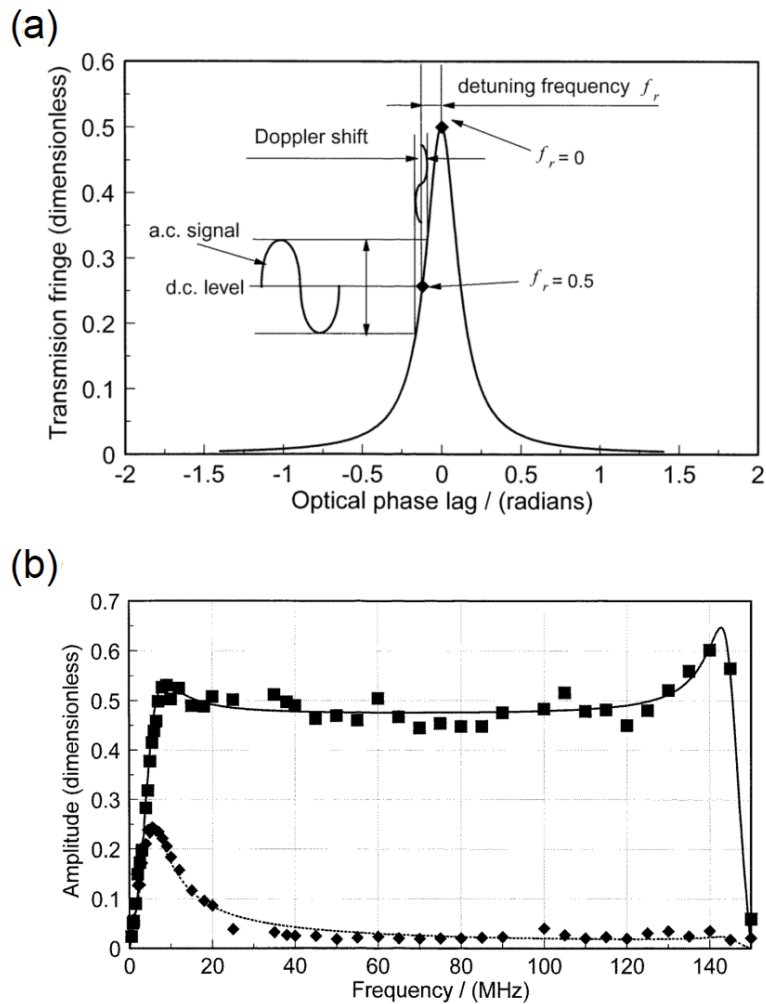


Figura 13. a) Variación de la transmisión de intensidad en una franja de interferómetro CFP, en donde se indican los puntos de operación por la frecuencia de desintonía fraccional. b) Función de transferencia en respuesta a la frecuencia de desplazamiento ultrasónico detectada por un interferómetro CFP. La curva sólida y la curva punteada corresponden a los modelos teóricos de los esquemas de reflexión y transmisión respectivamente (Shan *et al.*, 1998).

mayores que el ancho de banda del CFP la respuesta de decae drásticamente - ver figura 13(b). Aquí la configuración comienza a trabajar como un demodulador de fase, donde la respuesta es proporcional al cambio de fase.

En cambio, en el esquema de reflexión, el CFP funciona como un demodulador de fase a frecuencias ultrasónicas altas más efectivo (Dewhurst y Shan, 1999). En este caso, la configuración interferométrica actúa como de auto-referencia, debido a que el haz que incide en la cavidad (punto 3 de la figura 12(b)) refleja una parte del mismo e interfiere con el haz al que se han removido las bandas laterales de información después de su viaje en la cavidad. Dicho de otro modo, el haz que sale de la cavidad sólo tiene la frecuencia portadora ν , funcionando así como haz de referencia.

Los datos de la figura 13 fueron reportados por Shan *et al.* (1998) con una configuración en la que se hacía detección simultánea de reflexión y transmisión, de donde es claro que el esquema de reflexión resulta más conveniente para la demodulación a frecuencias altas. El rango de frecuencias en que se pueden detectar movimientos ultrasónicos va de 1 MHz a algunos cientos de MHz. Como mencionamos antes, otra característica importante de las configuraciones CFP es su alta eficiencia para captar luz, es decir, presentan un alto 'étandue', lo que ha resultado en su aplicación en distintas industrias como en la aeroespacial para examinar materiales compuestos, en la industria de metales para monitorear espesores a altas temperaturas y para la medición de concentricidad en tubos (Dewhurst y Shan, 1999).

Sin embargo, la robustez de estas configuraciones dificulta que sean llevadas a aplicaciones fuera de ambientes de laboratorio e investigación. De hecho, la cavidad FP se ve afectada por cambios en las condiciones externas, tales como presión, temperatura o vibraciones, lo que puede complicar el sintonizar continuamente a la frecuencia de la fuente láser empleada a un lado de la línea del FP - ver figura 13(b).

2.1.4. Configuraciones de auto-referencia basadas en líneas de absorción/transmitancia angostas (acetileno, huecos espectrales)

Durante las décadas de 1990 y 2000, el interés de emplear la detección de ultrasonido para evaluaciones no destructivas de materiales continúa y surge también el de aplicarlo en métodos en el área biomédica. En 2008, Li *et al.* (2008) demuestra el uso de huecos espectrales en cristales dopados con tierras raras para realizar tomografía óptica modulada en ultrasonido. En este trabajo, luz es dirigida a un cristal de Tm:YAG en donde se prepara un hueco espectral a la frecuencia de una de las bandas laterales moduladas, tal que la luz con la frecuencia portadora y la otra banda lateral sea absorbida por el cristal permitiendo que la otra banda lateral pueda pasar por el hueco y ser detectada directamente.

Esta técnica ofrece una detección rápida con un alto étandue, sin embargo presenta una desventaja. La señal ultrasónica de la componente modulada es muy pequeña en comparación con la componente no modulada, lo que requiere una absorción fuerte fuera del hueco espectral y a la vez una alta transmitancia por el hueco an-

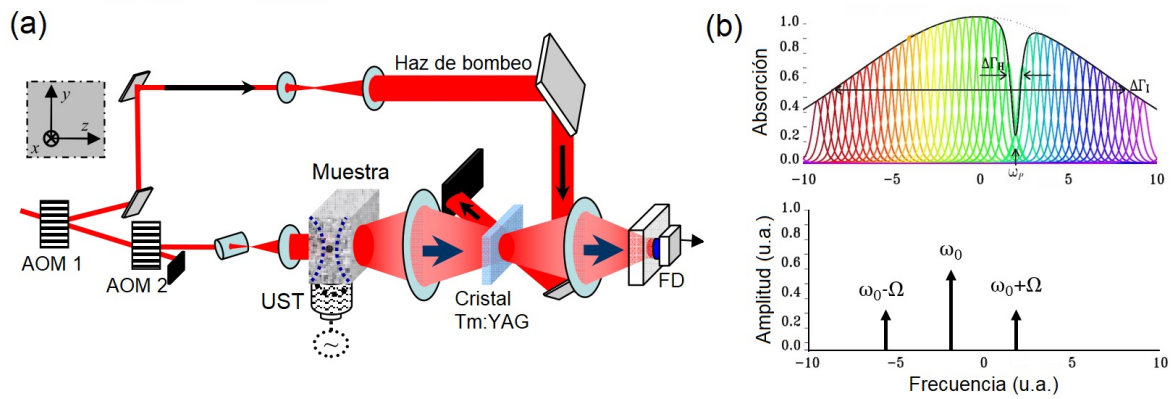


Figura 14. (a) Arreglo experimental para la detección de ultrasonido utilizando huecos espectrales grabados en un cristal de Tm:YAG como filtro espectral. (b) Perfil espectral de absorción de un cristal dopado en tierras raras con un hueco espectral grabado. Las flechas de abajo corresponden a las amplitudes de la frecuencia portadora y las bandas laterales moduladas. AOM - Modulador acusto-óptico, UST -transductor ultrasónico, FD - Fotodetector. Imágenes tomadas y modificadas de (Li *et al.*, 2008).

gosto. Aunque esto puede ser solucionado dopando el material, se presentan otras desventajas como tiempos de vida cortos de los huecos y transiciones a longitudes de onda en donde es difícil obtener fuentes ópticas.

Dos años después, Tay *et al.* (2010) propone un esquema alternativo utilizando las propiedades de dispersión de huecos espectrales grabados en un cristal dopado con tierras raras (Tm:YAG) a temperatura criogénica (2.9 K) a la longitud de onda de 739 nm. Esta técnica se basa en usar la curva de dispersión del hueco espectral para introducir un cambio de fase en la frecuencia portadora y así convertir una modulación de fase en una modulación de amplitud (o intensidad). El uso de la frecuencia portadora como un oscilador local permite detección limitada por el ruido fotónico de la modulación de amplitud. Las desventajas de la configuración propuesta para aplicaciones reales (funcionamiento a temperaturas criogénicas y una longitud de onda bastante específica) son claras.

De forma independiente, recientemente Casillas *et al.* (2019a) este grupo aplicó un concepto similar para la demodulación de fase óptica utilizando líneas de absorción angostas en acetileno (C_2H_2) a baja presión en el rango espectral de las telecomunicaciones a 1510-1540 nm. En esta configuración de auto-referencia, las moléculas de dos niveles son excitadas al ser iluminadas por radiación resonante modulada en fase a alta frecuencia. Si la frecuencia de la modulación es suficientemente alta, las moléculas sólo absorberán la frecuencia portadora y reemiten esta radiación coherente de manera colineal al haz incidente, generando así el haz de referencia (o el oscila-

dor local) - ver figura 1(d). De esta forma la fase de la luz incidente es grabada en la fase de la oscilación de la molécula resonante y renovada continuamente con el tiempo característico de relajación transversal T_2 de la transición, lo que le otorga a esta configuración sus propiedades adaptativas ante cambios lentos de condiciones ambientales.

Para cumplir con las condiciones de cuadratura de fase necesaria para una demodulación lineal, la luz debe de ser sintonizada a una de las pendientes de la línea de absorción/hueco espectral (regiones ubicadas entre los costados de la frecuencia central de la línea y sus colas - ver figura 17). Esto puede ilustrarse mediante el modelo clásico de Lorentz del átomo, el cual da resultados similares a la consideración cuántica para un sistema de dos niveles a niveles bajos de excitación, i.e., para absorción lineal de la potencia óptica incidente. Un acercamiento mediante la representación de Fourier puede llevar a entender con mayor claridad el funcionamiento de estas configuraciones. En la figura 15 se presentan los perfiles espectrales ensanchados homogéneamente de la absorción óptica $\alpha(\omega)$ y del índice de refracción $\Delta n(\omega)$ del modelo de Lorentz del medio de absorción, que presentan los osciladores clásicos con frecuencia de resonancia ω_0 . En el caso del hueco espectral, el perfil de absorción pasa a ser de transmisión, y se deriva de las relaciones de Kramers-Kronig.

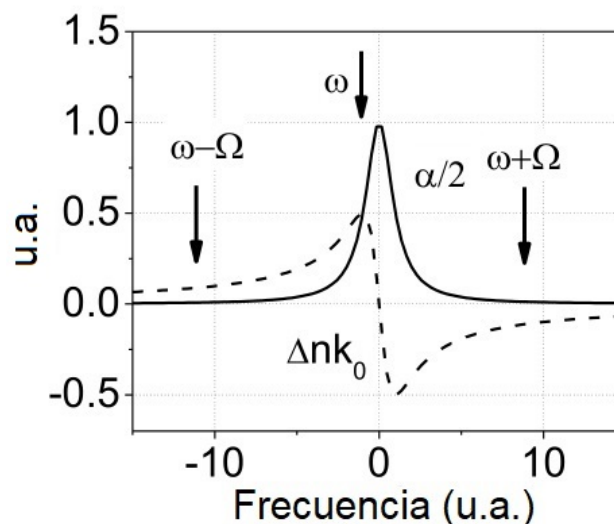


Figura 15. Perfiles espectrales de la absorción óptica (línea sólida) y del índice de refracción (línea punteada) del modelo de clásico de Lorentz del átomo. Se indican las posiciones de la frecuencia portadora y de las bandas laterales necesarias para la demodulación de fase óptima (Casillas *et al.*, 2019a).

Por otra parte, las ondas monocromáticas moduladas en fase y amplitud presentan las siguientes amplitudes complejas:

$$\begin{aligned}
 A(t)_{fase} &= \exp [i\omega t + i\Delta \sin (\Omega t)] = \exp (i\omega t) [1 + i\Delta \sin (\Omega t)], \\
 A(t)_{ampl} &= \exp [i\omega t + \Delta \sin (\Omega t)] = \exp (i\omega t) [1 + \Delta \sin (\Omega t)],
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

donde se ha supuesto amplitudes de modulación pequeñas $\Delta \ll 1$. Nótese que ambas amplitudes complejas difieren por una unidad imaginaria adicional en las componentes de las bandas laterales. En Tay *et al.* (2010) y Casillas *et al.* (2019b), los autores siguen la idea de que la conversión de la modulación de fase en modulación de amplitud requiere introducir un cambio de fase adicional entre la frecuencia portadora y las bandas laterales. Para esto, proponen sintonizar la frecuencia portadora a una de las pendientes de la línea de resonancia del hueco espectral grabado en el espectro del cristal dopado con tierras raras, o en la línea de absorción angosta del acetileno a baja presión, respectivamente. A estas sintonizaciones, la frecuencia portadora se encuentra en el máximo espectral del índice de refracción del medio, lo que introduce el mayor cambio de fase posible y con ello garantiza la demodulación de fase óptica más efectiva - ver figura 15.

Este enfoque espectral puede ser utilizado para determinar las condiciones para una operación óptima y conseguir la máxima resolución de la configuración. De la ecuación 12, la transformación completa de la modulación de fase en modulación de amplitud se obtiene cuando el cambio adicional de fase en la frecuencia portadora es cercano a $\pm\pi/2$ (Casillas *et al.*, 2019b):

$$\frac{\pi}{2} = \Delta n_{max} \frac{2\pi}{\lambda} L = \frac{\alpha_{max}}{4} L,
 \tag{13}$$

esto es, cuando la absorbancia óptica del medio en el centro de la línea de absorción es $\alpha_{max}L = 2\pi$.

A pesar de mostrar ventajas en la capacidad de colección de luz, detección rápida y operación a longitudes de onda accesibles con diodos láser y de estado sólido, la configuración basada en huecos espectrales presenta un inconveniente significativo: la necesidad de temperaturas criogénicas para su funcionamiento. Esto, claramente limita su aplicación en tareas prácticas más allá del laboratorio. En cuanto al demodulador basado en líneas de absorción de acetileno, sus características, modos de operación óptimos y desventajas serán analizadas posteriormente en este trabajo.

2.2. Propiedades ópticas del acetileno

El acetileno es un gas incoloro y altamente flamable con diversas aplicaciones prácticas. En la industria se utiliza para soldar por las altas temperaturas que alcanza al combustionarse con oxígeno y en la industria química es un bloque de partida para otros productos químicos (Pässler *et al.*, 2011). El gas se ha vuelto objeto de interés para la óptica debido a su espectro de absorción vibracional-rotacional, el cual posee cerca de 50 líneas de absorción fuertes (ver figura 2), estables, fáciles de identificar y regularmente espaciadas en la región de 1500 nm (Swann y Gilbert, 2000), donde funcionan los sistemas de telecomunicaciones ópticas actuales (Agrawal, 2002).

Las moléculas de acetileno (C_2H_2) se componen de dos átomos de carbono y dos de hidrógeno enlazadas en una estructura lineal que juega un papel importante en las transiciones energéticas de la molécula. A continuación se presentan los fundamentos físicos que describen las transiciones vibracionales-rotacionales que dan lugar al espectro de absorción del acetileno.

2.2.1. Espectro rotacional-vibracional del acetileno

Al igual que los átomos, las moléculas tienen sus niveles de energía cuantizados y un cambio de estado entre estos niveles viene acompañado de la absorción o emisión de un fotón con la frecuencia correspondiente. En el caso de los átomos su espectro queda determinado únicamente por transiciones electrónicas entre los niveles de energía. En cambio, el espectro de una molécula depende de contribuciones de componentes de energía rotacional, vibracional y electrónica (Milloni y Eberly, 2010).

Las transiciones electrónicas son las que inducen mayores cambios de energía presentando líneas de absorción que suelen estar en la región ultravioleta y visible del espectro electromagnético (Svanberg, 2004; Barrow, 1962). Le siguen las transiciones vibracionales que presentan frecuencias de resonancia en la región del infrarrojo. Por último, las transiciones rotacionales son las de menor energía, cuyo espectro reside generalmente en la región de las microondas (Steinfeld, 1978). Durante el proceso de absorción (o emisión) se pueden inducir alteraciones en más de uno de los tipos de energía molecular de manera simultánea, dando lugar a frecuencias de resonancia

resultantes de la suma y diferencia de las energías de las transiciones electrónicas, vibracionales y rotacionales involucradas (Svanberg, 2004). Una consecuencia de esto es que un espectro molecular suele ser más complicado en apariencia que el de un átomo (Hollas, 2004).

Para que las transiciones vibracionales y rotacionales ocurran no basta con que las moléculas sean iluminadas con radiación electromagnética resonante, la interacción entre éstos debe de cumplir ciertos requerimientos o reglas de selección. En el caso de transiciones vibracionales en la región del infrarrojo, una condición a cumplir para que se active una vibración molecular es que la interacción venga acompañada de un dipolo oscilante. Es decir, el campo electromagnético incidente induce un cambio del momento dipolar de la molécula (Hollas, 2004). Uno puede visualizar un dipolo oscilante como un acoplamiento entre el campo eléctrico de la radiación con el movimiento de la molécula tal que haya una transferencia de energía entre estos (Barrow, 1962). El momento dipolar es un parámetro el cual cuantifica la eficiencia de dicha transferencia de energía y se define como el producto entre la separación de las cargas y la magnitud de la carga eléctrica negativa (Ocegueda Miramontes, 2015).

El movimiento vibracional de moléculas poliatómicas, como es el caso del acetileno, se puede describir a través de modos normales de vibración, en los que todos los núcleos atómicos experimentan un movimiento armónico, coherente y con la misma frecuencia de resonancia (Svanberg, 2004; Hollas, 2004). Cada molécula compuesta por N átomos tiene $3N$ grados de libertad, de los que tres corresponden a movimientos rotacionales y otros tres a desplazamientos traslacionales. Entonces, cada molécula tiene $3N-6$ modos de vibración ($3N-5$ si la molécula es lineal) (Svanberg, 2004). La molécula de acetileno se compone de cuatro átomos dispuestos en una estructura lineal y simétrica, dando lugar a siete modos normales de vibración de los cuales cinco tienen frecuencias de resonancia independientes (Thapa, 2005). En la figura 16 se muestran estos modos de vibración.

El movimiento rotacional y vibracional de las moléculas se puede acoplar debido a que las vibraciones alteran el momento de inercia durante las rotaciones (Hollas, 2004). Este movimiento suele ser inducido por radiación en la región del microondas, pero para moléculas lineales, como lo es acetileno, este también se puede ver afectado por radiación infrarroja. Esto da lugar a la espectroscopía vibracional-rotacional en

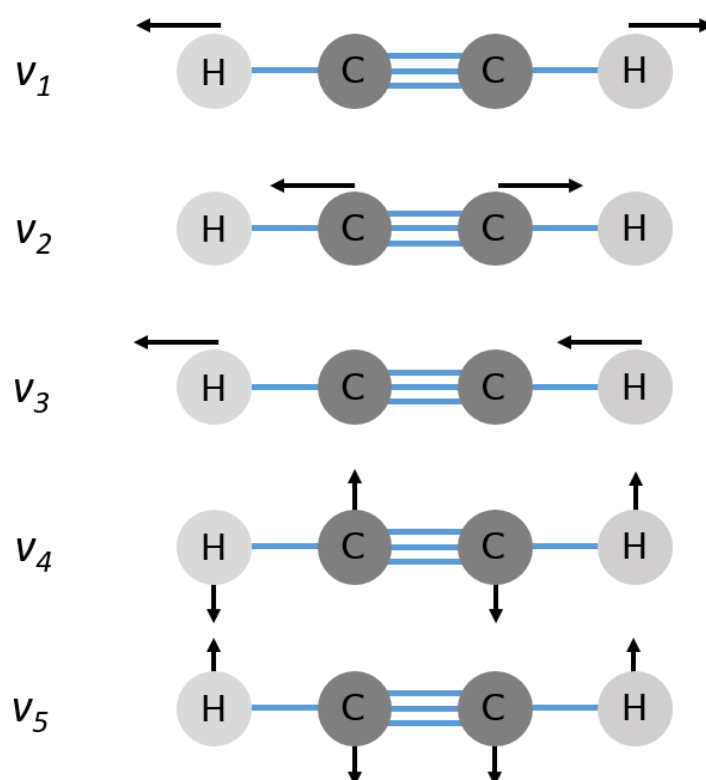


Figura 16. La molécula de acetileno y los desplazamientos de sus átomos en sus modos normales de vibración. Figura basada en la mostrada en el documento electrónico http://web.mit.edu/5.33/www/Exp1_IR_05.pdf

donde se observan múltiples niveles de energía rotacional asociados a una transición vibracional (Hollas, 2004). La cuantización de la energía rotacional es expresada para cada estado mediante el número cuántico J , de manera que la regla de selección para que una transición rotacional pueda ocurrir es

$$\Delta J = 0, \pm 1. \quad (14)$$

Un cambio en el estado vibracional de la molécula da origen a una banda poblada de líneas de absorción. A su vez, las bandas se dividen en secciones o *ramas* dependiendo de las transiciones rotacionales que le acompañen:

$$\begin{aligned} \Delta J = -1 & \quad (\text{Rama P}), \\ \Delta J = 0 & \quad (\text{Rama Q}), \\ \Delta J = +1 & \quad (\text{Rama R}). \end{aligned} \quad (15)$$

Aunque los cambios de energía rotacional suelen ser inducidos por radiación en la región del microondas, moléculas lineales, como el acetileno, también pueden manifestar cambios de estados rotacionales por radiación infrarroja. Este es el caso de la rama Q, la cual se presenta como una línea de absorción situada entre las ramas P y R (Hollas, 2004). Además, existe la posibilidad de que un fotón pueda inducir cambios de energía vibracional excitando más de una transición vibracional a la vez, produciendo lo que se conocen como bandas de combinación (Thapa, 2005; Hollas, 2004).

En esta tesis se trabajó con la banda de combinación $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno, que da origen a un espectro vibracional-rotacional con aproximadamente 50 líneas de absorción fuertes situadas entre 1510 y 1540 nm. En particular, en la mayoría de los experimentos realizados se utilizó la línea de absorción más fuerte, P9, localizada a 1530.37 nm - ver figura 2.

2.2.2. Procesos de ensanchamiento de las líneas espectrales del acetileno

El espectro de la radiación emitida o absorbida en una transición atómica nunca es perfectamente monocromática. De hecho, estos muestran una distribución espectral descrita por una función del perfil de línea $I(\nu)$ centrada alrededor de la frecuencia

resonante $\nu_0 = (E_i - E_k)/h$. Uno de los parámetros de mayor importancia de la función del perfil de línea es el ancho total a la mitad del máximo o FWHM (por sus siglas en inglés), que se define como el intervalo de frecuencias $\Delta\nu = |\nu_2 - \nu_1|$ para el cual la función toma la mitad del valor de amplitud máxima $I(\nu_1) = I(\nu_2) = I(\nu_0)/2$ -ver figura 17 (Demtröder, 2014; Fox, 2006). Otro característica de la línea son sus pendientes, las cuales comprenden las regiones que abarcan desde los costados de la frecuencia central de la línea hasta las alas de la misma. Las pendientes son de relevancia para este trabajo pues en su centro se ubican los puntos con la mitad de la altura máxima de la línea.

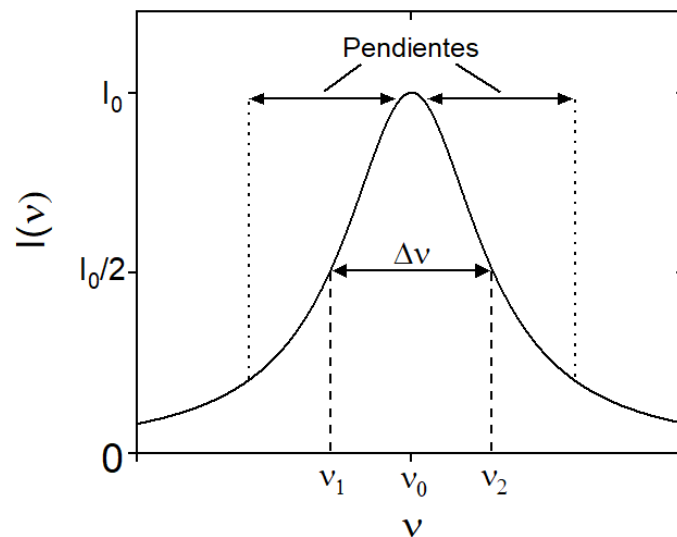


Figura 17. Función del perfil de línea espectral $I(\nu)$ y sus principales componentes.

Los procesos de ensanchamiento de los perfiles de línea se pueden clasificar en dos categorías: mecanismos de ensanchamiento homogéneos e inhomogéneos. En el primer caso, todos los átomos del medio que radía o absorbe se comportan de la misma forma, por lo que sus funciones del perfil de línea son idénticas. Por otro lado, en los mecanismos inhomogéneos cada átomo se comporta de manera distinta, interactuando con diferentes componentes de longitud de onda del perfil de línea espectral de la luz incidente. Cabe destacar que los perfiles de línea de estos dos mecanismos difieren, en general los procesos homogéneos dan lugar a perfiles de línea lorentzianos y los procesos inhomogéneos tienden a ser perfiles de línea gaussianos (Fox, 2006). El estudio de los procesos de ensanchamiento es de importancia ya que éstos brindan información sobre las propiedades físicas y químicas de los materiales.

2.2.2.1. Ensanchamiento natural

Cada estado de energía atómico tiene un tiempo de vida o decaimiento finito τ el cual establece un ancho mínimo de la línea espectral. El origen de este ensanchamiento puede ser descrito a partir de la mecánica cuántica, en donde la determinación de la energía de un estado excitado ΔE debe de cumplir con el principio de incertidumbre de Heisenberg (Fox, 2006)

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar. \quad (16)$$

El tiempo de vida asociado a este nivel energético $\Delta t = \tau$, permite conocer el ensanchamiento alrededor de la frecuencia central con una incertidumbre dada por

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} \gtrsim \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (17)$$

Con excepción del estado base (donde $\tau = \infty$), esta es una característica inherente a todos los estados energéticos, de ahí que este ensanchamiento reciba el nombre de ensanchamiento natural o de tiempo de vida. Además, por manifestarse en todos los átomos de un material, este ensanchamiento pertenece a los del tipo homogéneo.

El mismo resultado se puede derivar desde una perspectiva clásica, en donde el ensanchamiento natural es un efecto de una transformada de Fourier (Saleh y Teich, 2007). En el modelo de Lorentz del átomo, la emisión de radiación por un átomo excitado es descrita por una oscilación armónica amortiguada que decae exponencialmente con el tiempo de vida de la forma $e^{-e/2\tau} e^{-i2\pi\nu_0 t}$. El espectro de intensidad, proporcional al módulo cuadrado de la transformada de Fourier de la oscilación, da lugar a la siguiente función del perfil de línea:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu/2\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2}. \quad (18)$$

A esta función espectral se le conoce como perfil de línea Lorentziano, y está centrado a la frecuencia ν_0 con el FWHM

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (19)$$

La figura 17 muestra este perfil de línea espectral y sus características.

2.2.2.2. Ensanchamiento por colisiones

Los átomos de un gas pueden colisionar entre ellos y con las paredes del recipiente en que este es contenido. Esto interfiere con el movimiento y las características de las partículas lo que provoca un ensanchamiento adicional en el perfil de línea. Cuando la colisión es elástica, no hay una transferencia de energía entre los niveles, sin embargo, se induce un cambio de fase aleatorio en la función de onda del nivel energético el cual resulta en un cambio de fase en la radiación emitida tras cada colisión (Saleh y Teich, 2007).

En el caso de las colisiones inelásticas sí hay un intercambio energía que resulta en transiciones entre los estados energéticos de los átomos. Esto interrumpe los procesos de relajación reduciendo los tiempos de vida efectivos de los estados, lo que nos sugiere reemplazar τ en la ecuación 19 por τ_{col} , tal que

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_{col}}. \quad (20)$$

Por simplicidad del texto, nos limitaremos a destacar el hecho de que el tiempo de vida por colisiones crece inversamente proporcional con la presión del medio p , lo que significa que $\Delta\nu \propto p$ (Fox, 2006). Por esto último, este ensanchamiento recibe también el nombre de ensanchamiento por presión. Al igual que el ensanchamiento natural, el ensanchamiento por colisiones es también del tipo homogéneo (Hollas, 2004). Los procesos de ensanchamiento por presión en el acetileno han sido investigados a detalle por de Labachellerie *et al.* (1994).

2.2.2.3. Ensanchamiento Doppler

Generalmente, el perfil de línea Lorentziano generado por el ensanchamiento natural no puede ser observado debido a que es ocultado por otros mecanismos de ensanchamiento. Uno de los principales causantes de esto es el ensanchamiento inhomogéneo por efecto Doppler, el cual se origina por el movimiento térmico aleatorio

de los átomos/moléculas (en gases) que ocasiona corrimientos de la frecuencia de absorción o emisión de los mismos (Demtröder, 2014).

Consideremos el caso de absorción en átomos que se mueven en el mismo eje que un haz de luz. La frecuencia de resonancia de los átomos ν se modificará dependiendo de la dirección de su velocidad v_x con respecto a la dirección de propagación del haz como

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v_x}{c} \right), \quad (21)$$

donde ν_0 es la frecuencia de resonancia de la transición cuando los átomos están en reposo y c es la velocidad de la luz (Fox, 2006). Aquellas moléculas que viajen en la misma dirección que el haz presentarán un corrimiento al rojo en su frecuencia de absorción, mientras que las que se mueven en dirección opuesta mostrarán un corrimiento al azul - ver figura 18.

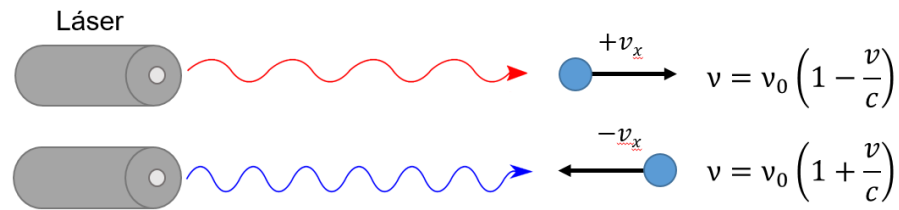


Figura 18. Efecto Doppler en la frecuencia de absorción de un átomo en movimiento.

Debido a que en equilibrio térmico a una temperatura T la velocidad de los átomos sigue una distribución Maxwelliana, en consecuencia hay una distribución de las frecuencias de absorción que produce un perfil de línea de tipo Gaussiano con un ancho dado por

$$\Delta\nu = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln(2) k_B T}{m}}, \quad (22)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y m es la masa del átomo. Como cada átomo o molécula del medio se comporta de manera distinta, el ensanchamiento Doppler es del tipo inhomogéneo (Hollas, 2004).

2.2.2.4. Perfil de Voigt

Por lo común, no es posible caracterizar el perfil de una línea de absorción de un gas exclusivamente por ensanchamiento debido a colisiones o por ensanchamiento Doppler. Ambos mecanismos juegan un rol en dar forma al perfil de línea, resultando en una convolución del perfil Lorentziano (homogéneo) y el Gaussiano (inhomogéneo) denominado como perfil de Voigt (Milloni y Eberly, 2010; Demtröder, 2014). El FWHM del perfil de Voigt puede encontrarse a partir del ancho de línea asociado a mecanismos homogéneos $\Delta\nu_L$ e inhomogéneos $\Delta\nu_G$ mediante la siguiente ecuación (Bruce *et al.*, 2000)

$$\Delta\nu_V = \frac{\Delta\nu_L}{2} + \sqrt{\frac{\Delta\nu_L^2}{4} + \Delta\nu_G^2}. \quad (23)$$

2.3. Resolución y fuentes de ruido

Además del requerimiento de estabilizar el punto de operación, el rendimiento de un interferómetro se enfrenta a otro inconveniente: los ruidos del sistema. La presencia de ruido depende de las características de la configuración interferométrica y limita la precisión con que una medición puede ser hecha. Las fuentes de ruido en un sistema electro-óptico se pueden dividir en tres categorías: (1) ruidos asociados a la fuente óptica; (2) ruido asociado a los detectores y electrónica; y (3) ruido óptico fundamental o también conocido como ruido cuántico (Kirkendall y Dandridge, 2004). A continuación, se da una breve descripción de cada uno de estos y del concepto de resolución de un sistema interferométrico.

2.3.1. Ruido asociado a la fuente de luz

Como se mencionó anteriormente, en un sistema interferométrico, las mediciones de parámetros físicos se codifican en la fase de la luz y son transformadas a intensidad para su detección, por lo que fluctuaciones tanto en fase e intensidad de la fuente de luz pueden afectar la calidad de una medición. De aquí que los ruidos asociados a

la fuente óptica pueden caer en dos categorías: ruido de intensidad y ruido de fase. Debido a los distintos procesos de emisión de luz, el impacto que tengan los ruidos en el sistema varía según el tipo de fuente que se utilice (Vázquez, 2014). En el caso de este trabajo investigativo nos enfocamos en el uso de láseres semiconductores, los cuales manifiestan comportamientos peculiares en sus características de ruidos de fase e intensidad.

2.3.1.1. Ruido de intensidad

El ruido de intensidad (o de amplitud) cuantifica las fluctuaciones de la potencia óptica de una fuente de luz. Estas tienen su origen por la generación de emisión espontánea en los procesos de emisión de la fuente y que se traducen como fluctuaciones en la fotocorriente generada al detectar la luz (Hui y O'Sullivan, 2009). Otros procesos que contribuyen al ruido de intensidad incluyen los ruidos en la corriente de bombeo de las fuentes ópticas, y en el caso de los láseres, éstos están sujetos a vibraciones mecánicas de los espejos de la cavidad resonante y fluctuaciones térmicas del medio de ganancia.

La fotocorriente puede ser alimentada a un analizador de espectros óptico en donde su densidad espectral de potencia (PSD, por sus siglas en inglés) es desplegada y se puede observar la dependencia en frecuencia del ruido. El espectro del ruido de intensidad suele tener altas contribuciones a frecuencias bajas, y disminuye con la frecuencia hasta estabilizarse al nivel del ruido fotónico (Fox, 2006).

Debido a que la calidad de la luz emitida por un láser depende de la razón entre la potencia de ruido y la potencia óptica total, usualmente, el ruido de intensidad es cuantificado por el ruido relativo de intensidad (RIN, por sus siglas en inglés) el cual se define como

$$RIN = \frac{P_N}{P_0 \Delta B}, \quad (24)$$

donde P_N es la potencia de ruido y P_0 la potencia óptica promedio (ambos en sus correspondientes valores eléctricos observados en el fotodetector por la resistencia de carga R_L) y ΔB es el ancho de banda de observación. En general, el RIN es función de

la frecuencia f y tiene unidades de 1/Hz o dB/Hz. La corriente media cuadrática del RIN está dada por

$$\langle i_{RIN}^2 \rangle = (\mathfrak{R}P_0)^2 RIN(f), \quad (25)$$

donde \mathfrak{R} es la responsividad del fotodetector.

2.3.1.2. Ruido de fase

Es sabido que la luz emitida por un láser monomodo no es completamente monocromática y siempre posee un cierto ancho espectral causado por fluctuaciones en la fase óptica, conocido como ruido de fase. Por lo tanto, el ruido de fase sirve como un indicador de la pureza espectral de la emisión de un láser. El origen del ruido de fase, al igual que en el ruido de intensidad, se debe a eventos de emisión espontánea en el medio de ganancia y a ruidos técnicos como fluctuaciones térmicas y vibraciones de la cavidad, pero en el caso de láseres semiconductores domina el primero (Yariv *et al.*, 1995). En la figura 19 se muestra un diagrama de fasor del campo óptico, en donde se ilustra cómo un evento de emisión espontánea no sólo produce una variación en la intensidad sino también en la fase.

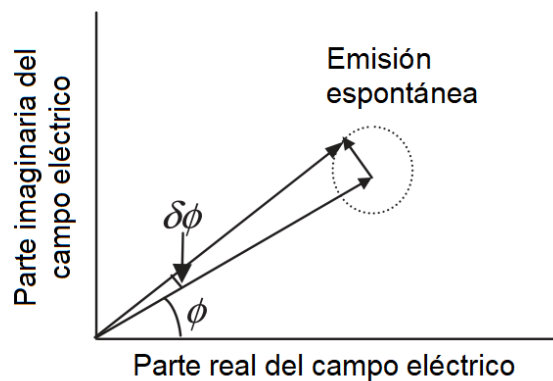


Figura 19. Diagrama de fasor del campo óptico. Un evento de emisión espontánea introduce ruido de fase además de ruido de intensidad. Imagen tomada y modificada de (Hui y O'Sullivan, 2009).

En el caso de los láseres semiconductores ocurre un comportamiento peculiar en la fase y amplitud del campo. Primero, debe mencionarse que en este tipo de láseres el pico de la curva de ganancia no coincide con el punto de cero dispersión del índice

de refracción, y que la curva de ganancia y la curva del índice de refracción dependen de la densidad de portadores de carga. Esto ocasiona que la amplitud y fase están acopladas mediante los portadores de carga del medio activo, por lo que fluctuaciones de amplitud por emisión espontánea provocan un exceso de ruido de fase (Yariv *et al.*, 1995). Este efecto resulta ser mayor que el ilustrado en la figura 19, por lo que el ancho de línea espectral en láseres semiconductores presenta un ensanchamiento adicional (Hui y O'Sullivan, 2009). Además, este acoplamiento ocasiona un correlación entre la amplitud y la fase.

2.3.2. Ruido asociado a fotodetectores

Durante el proceso de detección, ruidos adicionales surgen en el receptor óptico afectando el desempeño del sistema y limitando su resolución. En general, la detección es realizada con un fotodetector, compuesto por un fotodiodo y un circuito electrónico. Dos mecanismos de ruido asociados a este son el ruido térmico y el ruido de corriente de oscuridad, los cuales aportan fluctuaciones en la fotocorriente aún cuando la señal óptica incidente es constante (Hui y O'Sullivan, 2009).

2.3.2.1. Ruido térmico

Parte del circuito interno del fotodetector incluye una resistencia de carga R_L con la que la fotocorriente generada es convertida a un voltaje y pueda así ser observada en un osciloscopio. El movimiento térmico aleatorio de los electrones en la resistencia se manifiesta como fluctuaciones que se suman a las ya existentes en la fotocorriente por ruido en la luz (Agrawal, 2002). A esta componente adicional de ruido se le conoce como ruido térmico o ruido de Johnson y su valor cuadrático medio en corriente está dado como

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4k_B T \Delta B}{R_L}, \quad (26)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta y ΔB el ancho de banda de la medición. La densidad espectral del ruido térmico es independiente de

la frecuencia, a lo que se llama comúnmente ruido blanco.

2.3.2.2. Ruido de corriente de oscuridad

El ruido de corriente de oscuridad es una corriente constante presente en el fotodetector cuando no hay luz incidiendo en el fotodiodo. El origen de este ruido proviene de la generación aleatoria de electrones en el material semiconductor del dispositivo, dando lugar a eventos falsos de detección (Bachor y Ralph, 2019). El ruido de corriente de oscuridad tiene un valor medio cuadrático dado por

$$\langle i_{dk}^2 \rangle = 2qI_D\Delta B, \quad (27)$$

donde q es la carga del electrón e I_D es la corriente de oscuridad promedio del fotodiodo, la cual depende de la estructura de la unión pn, los niveles de dopante del material y de la temperatura del fotodiodo (Hui y O'Sullivan, 2009). Al igual que el ruido térmico, éste tiene un espectro de ruido blanco.

2.3.3. Ruido cuántico asociado a dispositivos ópticos

Una importante consecuencia de la naturaleza cuántica de la luz sobre los instrumentos ópticos es la presencia de ruido cuántico en mediciones ópticas. Bajo el tratamiento de la mecánica cuántica, el campo eléctrico de un haz de luz es descrito por operadores, donde el resultado de una medición no sólo indica el valor esperado de estos operadores sino también está sujeto a fluctuaciones cuánticas (Bachor y Ralph, 2019). Aún cuando los ruidos de amplitud y fase de la luz, así como los ruidos técnicos y de detección son minimizados, el ruido cuántico está presente e impone un límite al rendimiento de sistemas láser, sensores y sistemas de comunicación.

2.3.3.1. Ruido fotónico o de disparo

El ruido fotónico o de disparo, o incluso llamado simplemente ruido cuántico, surge de la naturaleza discreta de los fotones y electrones durante la fotodetección. La

teoría cuántica representa a la luz como un flujo de paquetes de onda discretos, fotones, que arriban al detector en intervalos de tiempo aleatorios discretos, dando lugar a fluctuaciones aleatorias en la fotocorriente (Cranch, 2014). Para una potencia óptica incidente en el fotodiodo P_0 , el valor medio cuadrático de la corriente de ruido fotónico es

$$\langle i_{\text{fot}}^2 \rangle = 2q(\mathfrak{R}P_0)\Delta B = 2qI_p\Delta B, \quad (28)$$

donde I_p es la corriente promedio generada. Como lo indica la ecuación anterior, el ruido fotónico es proporcional a la fotocorriente en el fotodiodo, y además, este tiene una densidad espectral de ruido blanco.

Es importante destacar que el ruido fotónico no es una propiedad del detector sino de la naturaleza estadística de la luz. Su presencia establece un límite fundamental en el ruido de intensidad, y por ende en la capacidad de detección de señales en mediciones ópticas a partir del uso de luz clásica.

2.3.4. Resolución de un sistema interferométrico

En cualquier interferómetro, la información del parámetro físico por medir está codificada como una modulación de fase en la luz, por lo que la sensibilidad a cambios pequeños de fase sirve como un criterio principal para conocer su desempeño. El parámetro que cuantifica esto es la resolución, que se define como el mínimo cambio del mensurando (de fase) que puede ser detectado por el sistema (Cranch, 2014). El cálculo de la resolución hace uso del concepto de la relación de señal a ruido (SNR, por sus siglas en inglés), el cual también es un indicador de la calidad de una medición óptica, electrónica o de alguna otra área. El SNR se define como la razón entre la potencia eléctrica de la señal y la potencia eléctrica del ruido (ambos observados en el detector óptico). Puesto que la potencia eléctrica varía con el cuadrado de las corrientes, podemos escribir el valor SNR como

$$SNR = \frac{I_p^2}{\langle i_n^2 \rangle}, \quad (29)$$

donde $\langle i_n^2 \rangle$ es la corriente media cuadrática del ruido total. Si consideramos las contribuciones de ruido mencionadas a lo largo de esta sección, el SNR de la detección es

$$SNR = \frac{(\mathfrak{R}P_0)^2}{\langle i_{fot}^2 \rangle + \langle i_{elec}^2 \rangle + \langle i_{RIN}^2 \rangle}, \quad (30)$$

donde $\langle i_{elec}^2 \rangle = \langle i_{th}^2 \rangle + \langle i_{dk}^2 \rangle$.

Así, la resolución del sistema está dada mediante el valor SNR como (Kirkendall y Dandridge, 2004)

$$\Delta\phi_{det} = \frac{1}{\sqrt{SNR}} = \sqrt{\frac{\langle i_{fot}^2 \rangle + \langle i_{elec}^2 \rangle + \langle i_{RIN}^2 \rangle}{(\mathfrak{R}P_0)^2}}, \quad (31)$$

y sus unidades son rad/\sqrt{Hz} . La estimación de la resolución a partir de la ecuación anterior requiere que la operación del interferómetro esté ubicada en un punto de cuadratura, tal que el ruido detectado sea lineal a la salida del fotodetector.

Capítulo 3. Equipo y sistemas experimentales

3.1. El demodulador de fase óptica de auto-referencia

En este capítulo se describen las características de los dispositivos que conforman la configuración interferométrica de auto-referencia y del equipo que se utilizó para caracterizar su ruido y resolución. El diagrama principal de esta configuración, a la que nos referiremos a partir de este punto como “el demodulador”, se muestra en la figura 20. En este arreglo, el haz láser de onda continua obtiene una modulación de fase, pasa a través de la celda de acetileno y en su salida se detecta la modulación de intensidad con el fotodetector.

En la primera sección de este capítulo se presentan los componentes del arreglo experimental principal y que permiten la demodulación (transformada a modulación de intensidad) de fase óptica. Posteriormente, se describen las técnicas y experimentos realizados para la caracterización óptica del demodulador.

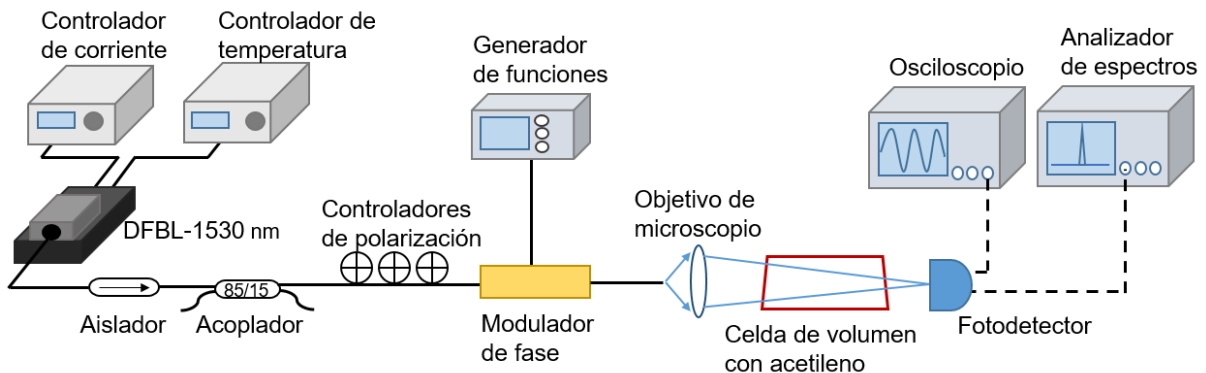


Figura 20. Sistema experimental principal.

3.1.1. La celda de acetileno y sistema de enfocamiento

El bloque fundamental de la configuración del demodulador de fase óptica aquí investigada consiste en la interacción en espacio libre entre la onda portadora modulada y el medio absorbente de dos niveles. En este trabajo, dicha interacción fue implementada utilizando una celda de volumen con acetileno de la compañía *Wavelength References* - véase figura 21. La celda presenta una longitud de 10 cm y diámetro de 1



Figura 21. Celda de volumen con acetileno utilizada en los experimentos de esta investigación.

cm, y el gas en su interior se encuentra a una presión de 4 Torr (533 Pa). Las ventanas de la celda cuentan con una capa antirreflejante para evitar reflexiones no deseadas.

Antes de entrar a la celda, la luz láser con la frecuencia portadora viaja inicialmente por un sistema de fibra óptica monomodo SMF28. Para que este pudiera interactuar con las moléculas de acetileno en la celda de volumen se empleó un sistema de lanzamiento de fibra óptica. Este último consiste en una plataforma de alineamiento de fibra óptica en donde se coloca el extremo de la fibra por donde saldrá el haz de luz de interés. La plataforma cuenta con una ranura para introducir un objetivo de microscopio, por el cual pasa el haz de luz que sale de la fibra y es enfocado al dispositivo de detección. Dependiendo la distancia entre la fibra y el objetivo de microscopio, y la apertura numérica de este último, la distancia que le toma al haz para enfocarse varía, tal que se puede colocar la celda con acetileno entre el objetivo y el detector, y así pueda ocurrir la interacción entre la luz y el gas.

Previo a montar el sistema de lanzamiento, el extremo de la fibra se prepara removiendo su recubrimiento y revestimiento, dejando desnudo el núcleo de la misma, que con una cortadora de precisión (*cleaver*) se corta transversalmente para que la punta sea lo más lisa posible y así evitar patrones *speckle* en el haz. La fibra se coloca en una abrazadera cilíndrica que se monta sobre la plataforma quedando la punta a $\approx 0.8\text{cm}$ del lente objetivo y divergiendo el haz a no más de 1 cm de diámetro. La plataforma cuenta con tres mandos de ajuste con capacidad de ajuste grueso y fino cada uno, que permiten modificar la posición del objetivo y así alinear el haz de salida.

El objetivo de microscopio empleado tiene una magnificación de 4x, apertura numérica (NA) de 0.1 y un diámetro de apertura trasera de $\approx 1\text{ cm}$ por donde sale el

haz. La separación de éste y la punta de la fibra dan como resultado que el haz de longitud de onda de ~ 1530 nm se enfoque a ≈ 16 cm, distancia suficiente para introducir la celda.

3.1.2. Fuentes láser y sintonización de longitud de onda

Para los experimentos de la caracterización del ruido y resolución del demodulador se utilizaron dos fuentes de luz. La principal fue un láser semiconductor DFB (de retroalimentación distribuida) de onda continua y con ancho de línea de emisión de $\Delta\nu = 2$ MHz de la compañía *NTT Electronics* modelo *NLK1SGAAA*. El láser fue bombeado por un controlador de corriente *Thorlabs LDC500*, alcanzando una potencia óptica máxima de ≈ 19 mW. En la figura 22 se muestra la dependencia de la potencia de salida en función de la corriente de bombeo. La longitud de onda del láser, centrada a 1530 nm, puede ser sintonizada en un rango de aproximadamente ± 1.5 nm con un controlador de temperatura *Thorlabs TED200C 2A/12W* y el controlador de corriente. El controlador de temperatura permite un ajuste fino en la sintonización, donde la unidad mínima corresponde a un cambio de 1Ω en el termistor, y que en resultados expuestos a lo largo de este trabajo se indican como 1 unidad arbitraria (u.a.). Para nuestros experimentos se sintonizó la línea de absorción P9 del acetileno ubicada a 1530.37 nm (Swann y Gilbert, 2000).

La segunda fuente de luz empleada fue un diodo láser de cavidad externa que forma parte de un módulo integrable de láser sintonizable (ITLA, por sus siglas en inglés) *PPCL-550* de *Pure Photonics*. Los ITLA son fuentes especializadas para su aplicación en telecomunicaciones, los cuales deben de cumplir una lista de especificaciones estandarizadas por el Foro de Interconectividad de Redes Ópticas (OIF, por sus siglas en inglés). En particular, el *PPCL-550* consiste en un láser semiconductor de InP de onda continua sintonizable en la banda C de telecomunicaciones abarcando el rango de 1527.6-1565.5 nm y con un ancho de línea de emisión de $\Delta\nu = 10-15$ kHz. Este cuenta con su propia fuente de alimentación y sus condiciones de emisión (longitud de onda, potencia óptica) son controladas por una interfaz en computadora, alcanzando potencias ópticas de salida de hasta ~ 60 mW.

Como parte del arreglo experimental a la salida de la fuente láser se utilizó un aisla-

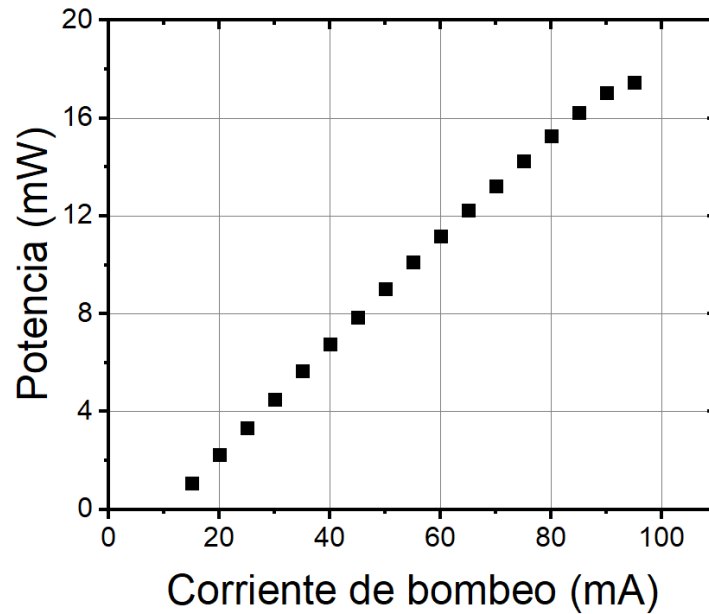


Figura 22. Variación de la potencia emitida por láser en función de la corriente de bombeo. La sintonización del controlador de temperatura se mantuvo fija a 7 k Ω .

dor óptico de fibra óptica, con el que la luz se direccionó en el sentido de propagación y así evitar reflexiones que pudieran dañar la fuente láser. Después de este se incluyó un acoplador de fibra óptica con razón de división de 85/15, utilizando como salida el brazo de 15 %, con la finalidad de no saturar los dispositivos de detección. Con esto se pudo utilizar una corriente de bombeo del láser alta que normalmente asegura bajo ruido de láser.

3.1.3. Modulación de fase

Una parte crucial de este trabajo fue la investigación de la respuesta del demodulador a modulaciones de fase ópticas. Estas se realizaron empleando un modulador de fase electro-óptico *Covega Mach-10* con un ancho de banda de hasta 10 GHz (prestado por el grupo de trabajo del Dr. V. Spirin del departamento de Electrónica y Telecomunicaciones de CICESE). El modulador se controló por un generador de señales *Tektronix AFG 3251* de 240 MHz con el que se indicaron las características de las modulaciones, tales como forma, frecuencia y amplitud.

Una característica importante de un modulador de fase es su voltaje de media onda o voltaje π (V_{π}), cuyo valor indica el voltaje que debe de suministrarse al modulador

para que este produzca un cambio de fase de π en la luz de salida. Con el fin de evaluar el V_π del modulador se empleó el arreglo experimental de la figura 23, el cual consiste en un interferómetro del tipo Mach-Zehnder de fibra óptica. Como se mencionó en la sección 2.1.1., la señal detectada por el fotodetector 1 (FD) está dada por la ecuación 1. La técnica experimental empleada se basa en aplicar una rampa de voltaje mayor que V_π , esto es, aplicar una sobremodulación. En este caso a la salida del interferómetro se observa claramente un máximo y mínimo de la potencia de luz transmitida y de ahí se puede determinar el voltaje necesario para que este cambio ocurra (Thorlabs, s.f.).

En este experimento se utilizó un generador de funciones de la compañía *Stanford Research Systems* modelo *DS345* y el láser DFB centrado a 1530 nm. La función de los controladores de polarización en la configuración fue la de ajustar las polarizaciones de manera que la profundidad de modulación de la señal de interferencia observada fuera máxima. Se estimaba que el V_π del modulador de fase se encontrara en un rango de 3.5-4 V, por lo que se utilizó una modulación tipo dientes de sierra con una amplitud pico a pico $V_{pp} = 10$ V a una frecuencia de 100 kHz. En la figura 24 se muestran las trazas de la señal de salida del interferómetro y de la modulación, de donde se obtuvo un valor de $V_\pi = 4.27$ V.

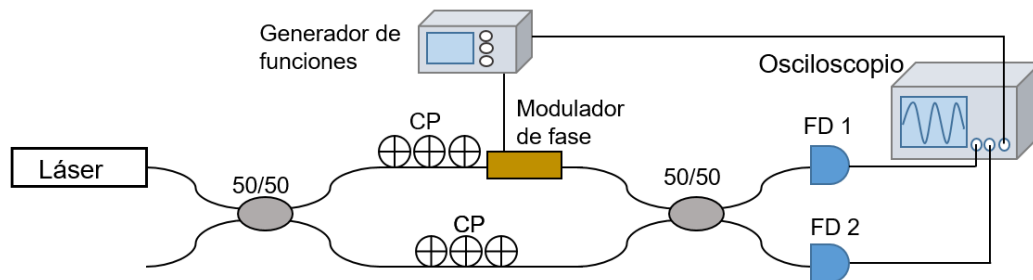


Figura 23. Arreglo experimental utilizado para evaluar el voltaje de media onda V_π del modulador de fase.

3.1.4. Detección y visualización de señales

La caracterización del demodulador de fase requirió de distintos elementos para la detección y visualización de las señales, los cuales debían de cubrir las necesidades del tipo de medición a realizar. Los experimentos aquí realizados involucraron modulaciones de fase con frecuencias de señales senoidales del orden de centenas de MHz

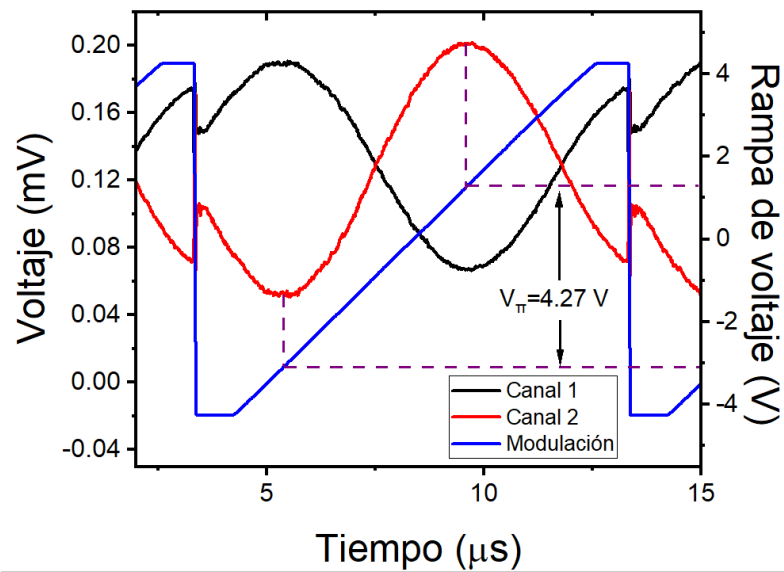


Figura 24. Señales de salida del interferómetro Mach-Zehnder y su variación en el tiempo por la sobre-modulación de fase en forma de onda de dientes de sierra aplicada para estimar el voltaje de media onda del modulador de fase.

y el uso de pulsos cortos con anchos de nanosegundos. Por esto, para la detección de señales se utilizaron fotodetectores rápidos. Unos de ellos fueron los fotodiodos de InGaAs *DET08CFC* de *Thorlabs*, con un ancho de banda de 5 GHz y diseñados para su uso en el rango espectral de 800-1700 nm. De la curva de responsividad del fotodetector mostrada en la figura 25(a) se observa que este tiene a la longitud de onda de 1530 nm, una responsividad de ≈ 1 A/W.

Este modelo de fotodetector se empleó principalmente para medir los niveles de potencia óptica en el demodulador y para la caracterización de la respuesta temporal a modulaciones de fase. El otro modelo utilizado fue el *ET-3000A* de *Electro-Optics Technology, Inc.*, el cual es también un fotodiodo de InGaAs con un ancho de banda de 1.5 GHz, una ganancia de ~ 23 dB de su preamplificador interno y una corriente de oscuridad $I_D < 2$ nA. A su vez, este fue empleado para realizar las mediciones de ruido, en donde, para las potencias ópticas utilizadas de ~ 1 mW, los niveles ruido fotónico pueden alcanzar el orden de 10^{-11} mW. Al igual que el *DET08CFC*, éste presenta una responsividad de ≈ 1 A/W a la longitud de onda de interés. En ambos detectores se utilizó una resistencia de carga de 50Ω , lo que permite maximizar el ancho de banda de estos.

La visualización temporal de las señales generadas por los fotodetectores se hizo

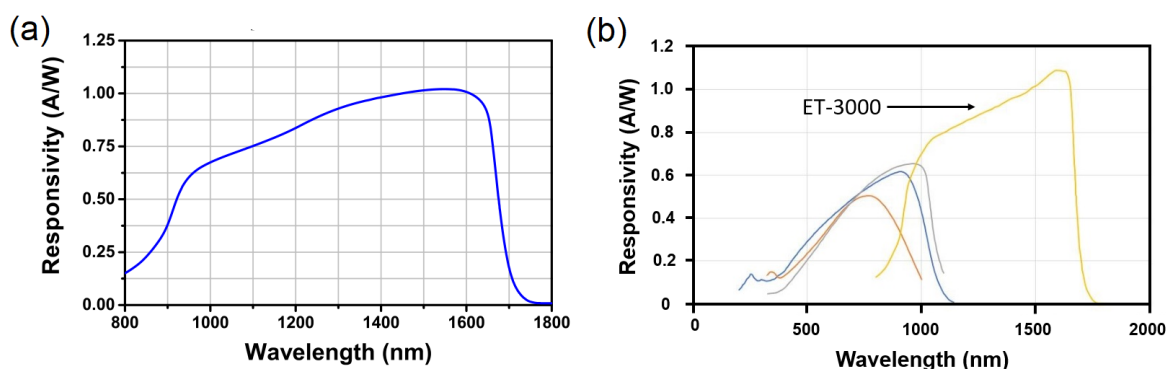


Figura 25. Curvas de responsividad de los fotodetectores (a) *DET08CFC* y (b) *ET-3000A*. Figuras tomadas de las hojas de datos de los fabricantes.

mediante un osciloscopio *Keysight DSOX6004A* con un ancho de banda de 4 GHz. Por otra parte, para la visualización de las señales en el espacio de frecuencias y las mediciones de ruido se usó un analizador de espectros electrónico *Agilent 4395A* (del grupo del Dr. M. Shlyagin), el cual opera en el rango espectral de 10 Hz a 500 MHz.

3.2. Caracterización óptica de la celda de acetileno

Como se mencionó anteriormente, en esta investigación la transición óptica de interés fue la asociada a la línea de absorción vibracional-rotacional P9 del acetileno. Antes de llevar a cabo el estudio del ruido y de la resolución del demodulador fue necesario realizar una caracterización de la línea, esto con el fin de identificar la ubicación de puntos de interés de la misma, tales como su centro y FWHM para sintonizar el láser a estos. En esta sección se presentan los procedimientos experimentales tomados para hacer la caracterización.

En estudios de la caracterización del espectro de absorción del acetileno publicados por el NIST (National Institute of Standards and Technology) se establece que a una presión de 200 Torr la línea de absorción P9 se sitúa a 1530.3718 nm (Gilbert y Swann, 1998). Para corroborar que podíamos sintonizar el láser a la línea y conocer los ajustes que se debían tener en los controladores de temperatura y corriente se realizó una caracterización con un analizador de espectros óptico (OSA, por sus siglas en inglés) *Yokogawa AQ6370B* (del grupo del Dr. M. Shlyagin), que cuenta con una precisión de 0.02 nm. La caracterización se hizo utilizando el arreglo experimental de la figura 26, en donde la fuente de luz empleada fue el diodo láser con $\Delta\nu = 2$ MHz. Uno de los bra-

zos de salida del acoplador se conectó al analizador de espectros mientras que el otro se utilizó para iluminar la celda con acetileno y observar en el osciloscopio la potencia transmitida. El controlador de corriente (bombeo) permite cambiar la longitud de onda central de emisión del láser y a su vez el controlador de temperatura permite una sintonización fina. De esta manera, al fijar una corriente de bombeo se buscaron con el controlador de temperatura los sitios en que la potencia de salida de la celda fuera mínima, indicando absorción por parte del acetileno y simultáneamente se identificó la longitud de onda de emisión del láser en el OSA.

Se pudieron identificar las líneas de absorción P7, P8, P9 y P10 a una corriente de bombeo alta (95 mA), la cual fue mayormente utilizada en los experimentos de caracterización de ruido del demodulador. En la figura 27 se muestra la variación de la potencia óptica a la salida de la celda al variar resistencia del termistor del controlador de temperatura, en donde se distinguen las líneas de absorción P8, P9 y P10. A su vez, en la tabla 1 se presentan las longitudes de onda centrales medidas de dichas líneas y se comparan con las reportadas por el NIST (Gilbert y Swann, 1998).

Conocer el perfil espectral de la línea P9 es de suma importancia para esta investigación ya que esto brinda información acerca del proceso de interacción entre la luz y el gas acetileno. Por esta razón se realizó una caracterización del perfil de transmitancia de la línea fijando la corriente de bombeo y haciendo un barrido sobre la línea con pasos finos en el controlador de temperatura. El perfil de transmitancia se presenta en la figura 28. Al sintonizar el centro de la línea se observó que la transmitancia se reduce a un 40%, permitiendo calcular una absorbancia máxima de

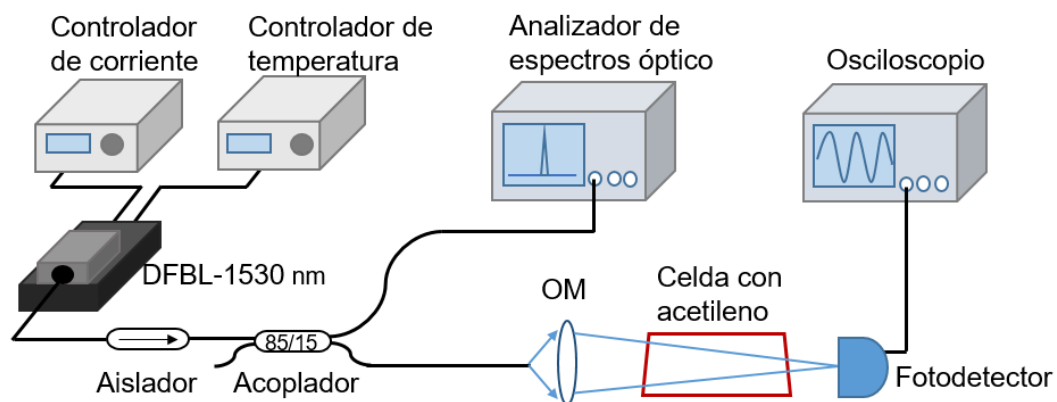


Figura 26. Configuración experimental utilizada para la caracterización de la sintonización a las líneas de absorción alrededor de 1530 nm.

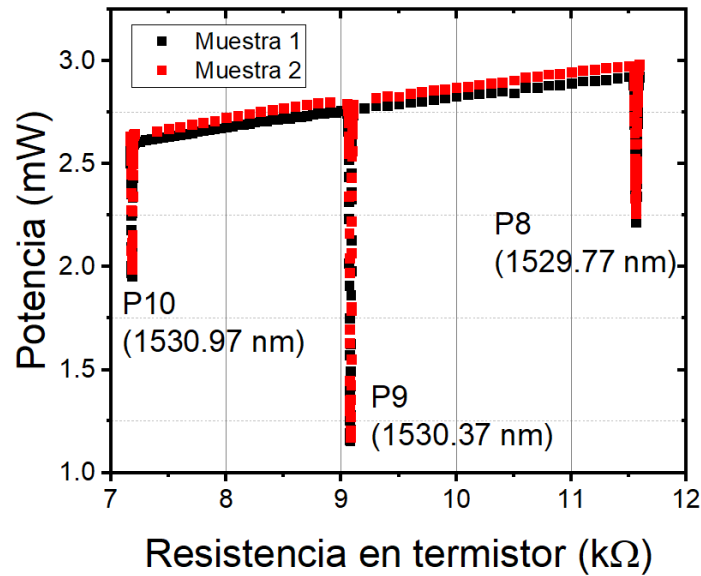


Figura 27. Variación de la potencia óptica transmitida por la celda de acetileno en función de la resistencia del termistor del controlador de temperatura. Se identifican las líneas de absorción P8, P9 y P10 con sus respectivas longitudes de onda de referencia.

Tabla 1. Longitudes de onda de las líneas de absorción caracterizadas.

Línea de absorción	Longitud de onda observada (nm)	Longitud de onda de referencia (nm)	Diferencia (nm)
P7	1529.10	1529.179	0.079
P8	1529.69	1529.772	0.082
P9	1530.29	1530.371	0.081
P10	1530.89	1530.976	0.086

$$\alpha_{max}L = -\ln(0.4) \approx 0.9. \quad (32)$$

Otros sitios de interés de la línea son los puntos en que la transmitancia se reduce a la mitad de la absorción total, correspondientes a los que miden el ancho total a media altura de la línea. En este caso, dichos puntos se encuentran cuando la transmitancia se reduce al 70 %, para los cuales la desintonía en longitud de onda es de 7-8 u.a.

Los datos experimentales fueron ajustados a perfiles de línea de funciones gaussianas concordando apropiadamente, lo que nos indica que el ensanchamiento espectral está dominado por un mecanismo inhomogéneo. A propósito de corroborar esto, se puede hacer una estimación teórica del FWHM de la línea.

En Takiguchi *et al.* (2011) se reporta un valor de 11.5 MHz/Torr para el coeficiente de ensanchamiento por colisiones intermoleculares asociado a la línea P9 del acetileno. Para nuestra celda de 4 Torr esto da como resultado un ensanchamiento por

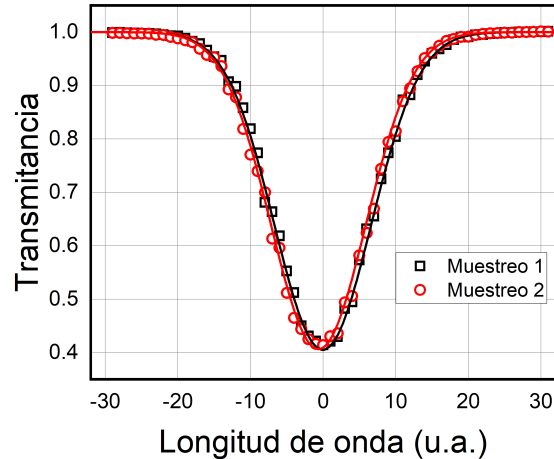


Figura 28. Perfil de transmitancia de la línea de absorción P9. El barrido en longitud de onda fue hecho con el controlador de temperatura. Las curvas solidas corresponden a ajustes de curvas con perfil gaussiano.

colisiones (por presión) de $\Delta\nu_p \approx 46$ MHz. A su vez, considerando la temperatura ambiente $T = 300$ K y la masa molecular del acetileno de $m = 0.026$ kg/mol, se obtiene de la ecuación 22 que el ensanchamiento espectral por efecto Doppler es de $\Delta\nu_D \approx 476$ MHz.

Por último, considerando estos ensanchamientos como las contribuciones asociadas a los mecanismos de ensanchamiento homogéneo $\Delta\nu_L = 46$ MHz y ensanchamiento inhomogéneo $\Delta\nu_L = 476$ MHz, podemos evaluar de la ecuación 23 el ensanchamiento del perfil de Voigt resultando en $\Delta\nu_V \approx 500$ MHz.

3.3. Ruido de intensidad en fuentes láser

Como se mencionó en la sección 2.3, parte importante de las contribuciones de ruido en un sistema óptico provienen de la fuente de luz. Es por esto que, antes de pasar a los detalles concernientes a la resolución del demodulador, primero resulta conveniente un análisis de las características de ruido inherentes a las fuentes de luz empleada, en particular del ruido de intensidad. En esta sección se describen los resultados experimentales obtenidos de dicha caracterización.

La configuración experimental utilizada fue la principal, mostrada en la figura 20, pero en ésta se descarta la celda con acetileno. El procedimiento para realizar estas

pruebas consiste en hacer incidir la luz láser directamente al fotodetector y su salida se envía al analizador de espectros electrónico para observar la densidad espectral de ruido. Se hicieron pruebas con ambas fuentes láser (*NLK1SGAAA* y *PPCL-550*) a potencias ópticas incidentes de 1.3 mW, la cual se verificó con el fotodetector *DET08CFC*. Las mediciones se realizaron con los fotodetectores con amplificador interno, que se conectaron mediante una terminación de 50Ω al analizador de espectros. Se registraron las lecturas del ruido a distintas frecuencias empleando un ancho de banda de detección de $\Delta B = 1$ MHz.

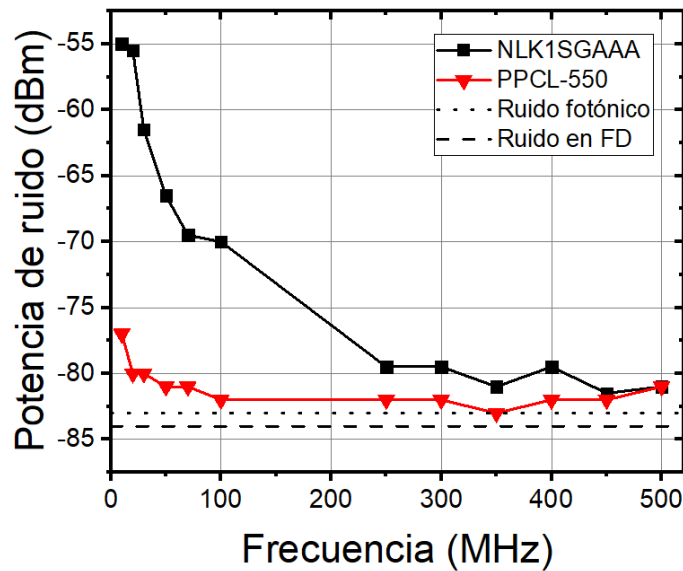


Figura 29. Perfiles de densidad espectral del ruido de intensidad de los láseres NLK1SGAAA (ancho de línea de 2 MHz) y PPCL-550 (ancho de línea de 10-15 kHz).

En la figura 29 se presentan los perfiles espectrales de ruido de intensidad de los láseres y se comparan con el valor de ruido de fondo de nuestro sistema de medición (observado cuando no hay luz incidente en el fotodetector). Además, se indica el nivel de la potencia de ruido fotónico (Fox, 2006)

$$P_{fot} = 2qR_L\Delta B I_p, \quad (33)$$

donde q es la carga eléctrica del electrón, R_L la resistencia de carga del fotoportador e I_p es la fotocorriente promedio. Para la responsividad de 1 A/W de nuestro fotodiodo a la longitud de onda de 1530 nm, se tiene $I_p = 1.3$ mA. Para la resistencia de carga de 50Ω , la potencia de ruido fotónico resulta ser de $P_{fot} = 2.1 \times 10^{-14}$ mW, que convertido a dBm mediante la ecuación:

$$P_{(dBm)} = 10 \log \left(\frac{P_{(mW)}}{1 \text{ mW}} \right), \quad (34)$$

resulta ser $P_{fot} \approx -106$ dBm.

De la figura observamos que en el *NLK15GAAA*, con $\Delta\nu = 2$ MHz, el ruido de intensidad se aproxima al ruido fotónico a frecuencias >300 MHz, estando apenas ~ 2 dBs por encima. Por su parte, el *PPCL-550* lo hace desde frecuencias >70 MHz. Las causas de esta diferencia se indagan con mayor detalle en el siguiente capítulo.

A partir de los datos de la figura 29 podemos realizar una evaluación del ruido de intensidad relativo (RIN) de los láseres, que retomando la subsección 2.3.1.1, se define como la razón entre la potencia de ruido y la potencia óptica promedio (en sus valores eléctricos) normalizados a 1 Hz. Tomando la potencia de ruido a la frecuencia de 500 MHz, que para ambos láseres tiene un valor de ruido igual, y de la ecuación 24, podemos evaluar $RIN = 4.7 \times 10^{-16}$ 1/Hz, correspondiente en dBs a $RIN = -153$ dB/Hz. Este se aproxima bastante al del ruido fotónico el cual tiene un valor de $RIN = -156$ dB/Hz. De aquí que concluyamos que a frecuencias altas el ruido de intensidad de ambos láseres es bastante bajo.

Capítulo 4. Investigación experimental del ruido y resolución del demodulador de fase óptica

4.1. Caracterización básica del demodulador

La detección de modulaciones de fase ópticas mediante un interferómetro de auto-referencia basado en la memoria de fase de transiciones ópticas en acetileno es una técnica recientemente propuesta en Casillas *et al.* (2019a,b). Es por esto que carece aún de un estudio detallado acerca de la resolución que se puede alcanzar con la misma. Sin embargo, una parte complementaria de la investigación del ruido y resolución del demodulador de fase es conocer la respuesta a modulaciones de fase con distintas características. Dichas variaciones pueden ser en parámetros como la frecuencia, geometría y amplitud de la modulación, de donde se puede extraer información característica del demodulador. Un ejemplo es la función de transferencia, que como se expuso en la sección 2.1.1, ésta puede limitar las aplicaciones a que se pueda llevar cada configuración. Con este fin, se realizaron distintos experimentos para caracterizar la respuesta del interferómetro a modulaciones de fase. Para iniciar este capítulo de los resultados experimentales originales, a continuación se presentan las características fundamentales del demodulador bajo investigación.

En primera instancia, se observó la respuesta a modulaciones senoidales sintonizando el láser en los principales puntos de interés de la línea de absorción: en el centro de la línea P9 y en los puntos donde se ubican los valores del FWHM, a una desintonía de mayor y menor longitud de onda (izquierda y derecha, respectivamente). Para esto, se usó el arreglo experimental de la figura 20 y se envió una modulación de fase senoidal de 200 MHz con amplitud de 4 Vpp. En la figura 30(a) se presentan las trazas observadas en el osciloscopio; podemos notar que al sintonizar los lados de la línea se tiene la respuesta en el régimen lineal, con la forma y frecuencia de la modulación, del primer armónico, pero con signo opuesto. En el centro de la línea, la respuesta disminuye en amplitud y presenta una frecuencia del segundo armónico de la modulación (régimen cuadrático).

La figura 30(b) muestra la dependencia de la amplitud de respuesta a modulaciones senoidales con frecuencia de 200 MHz en función de la longitud de onda del láser haciendo un barrido sobre la línea de absorción. Esta imagen hace clara la alta de-

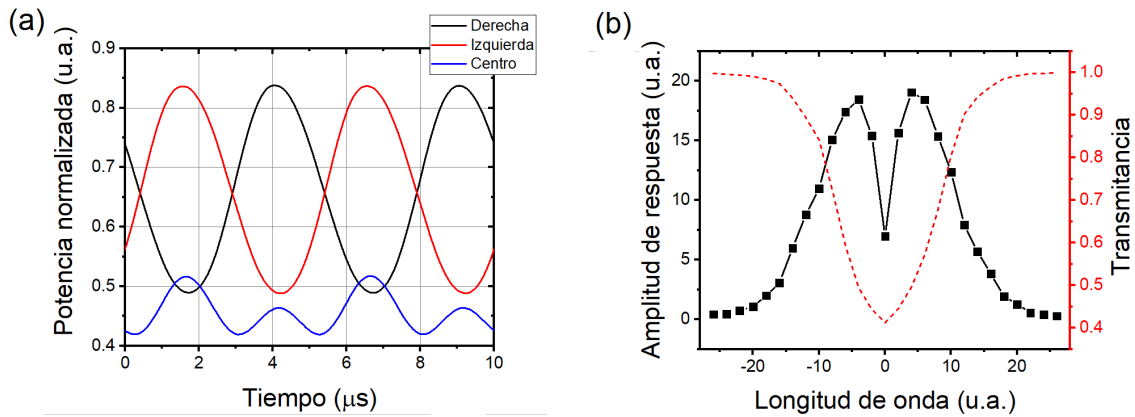


Figura 30. a) Forma de la respuesta a una modulación de fase senoidal de 200 MHz al sintonizar el láser en el centro y en las pendientes de la línea de absorción. b) Variación de la amplitud de la respuesta a una modulación de fase senoidal a distintas longitudes de onda ubicadas sobre la línea de absorción (se indica su transmitancia con la curva roja punteada).

pendencia de la eficiencia de la demodulación respecto al punto de operación sobre la línea, denotando la mayor respuesta en los puntos centrales de las pendientes de la línea. En cambio, a sintonías pequeñas alrededor del centro de la línea, la respuesta decrece hasta alcanzar un mínimo en el centro, ambos resultados coincidiendo con lo esperado. A medida que la desintonía pasa los puntos centrales de las pendientes y se acerca a las alas de la línea, la respuesta disminuye hasta que la amplitud de respuesta es nula, es decir, no hay demodulación de la señal.

También se observó la respuesta a modulaciones con geometría rectangular. Los pulsos rectangulares enviados tuvieron una amplitud de 2 Vpp y anchos de 10 y 25 ns, con tiempos de subida y bajada de 2.5 ns. En la figura 31 se muestra la forma de los pulsos vistos directamente en el osciloscopio. Se puede observar que la geometría de los pulsos es aproximadamente rectangular, presentando algunas irregularidades inherentes a la electrónica del generador de funciones utilizado.

Se observó la demodulación de las señales a sintonizaciones en los lados y en el centro de la línea de absorción, cuyos trazos se muestran la figura 32. La respuesta se manifiesta como un aumento o disminución en la potencia óptica transmitida en las secciones correspondientes a un cambio en la amplitud del pulso, lo que se pone en evidencia principalmente en los frentes del mismo. Como se observa en la figura 32(a) y (b), al sintonizar a los lados, la variación en la amplitud transmitida por los frentes de un pulso es de signo opuesto y se invierte al sintonizar al lado opuesto de la línea. Por otra parte, en el centro de la línea las modulaciones en la potencia presentan el

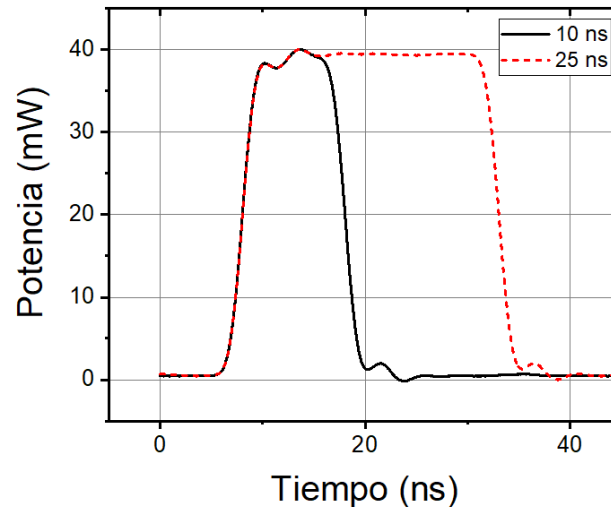


Figura 31. Perfiles de las modulaciones de fase rectangulares con distintos anchos temporales observados en el osciloscopio.

mismo signo - ver figura 32(c). Nótese que la modulación en la potencia transmitida cuando se sintoniza en el centro de la línea es mucho menor en comparación con la demodulación a los lados, demostrando el comportamiento esperado de la operación en los regímenes cuadráticos y lineales respectivamente.

Un detalle que se puede notar de la figura 32 es que las amplitudes de los picos de respuesta a un pulso no son iguales. La medida en que la amplitud de éstos varía depende de la desintonía respecto al centro de la línea. Esta dependencia se presenta en la figura 33, donde se observa el comportamiento simétrico de las respuestas de los frentes y que recuerdan al perfil de índice de refracción obtenido en el modelo clásico del átomo de Lorentz (Saleh y Teich, 2007). De hecho, esto comprueba que la demodulación es más efectiva cuando la frecuencia portadora se ubica en los máximos espectrales del índice de refracción del medio, esto es, a las longitudes de onda en que se ubican la mitad de la altura máxima del perfil de línea (Casillas *et al.*, 2019b).

Otra caracterización importante fue la de la dependencia de la amplitud de respuesta lineal en función de la frecuencia de modulación, i.e., la función de transferencia del demodulador. Para investigar ésta, se utilizaron modulaciones de fase senoidales con una amplitud de 4 Vpp, lo que corresponde a una profundidad de modulación de ≈ 0.46 . La potencia óptica incidente fue de 1.3 mW. Los datos experimentales de la amplitud de respuesta presentaron el comportamiento esperado de un filtro pasa-altas como el de un circuito diferenciador RC, como se observa en la figura 34. Para evaluar la fre-

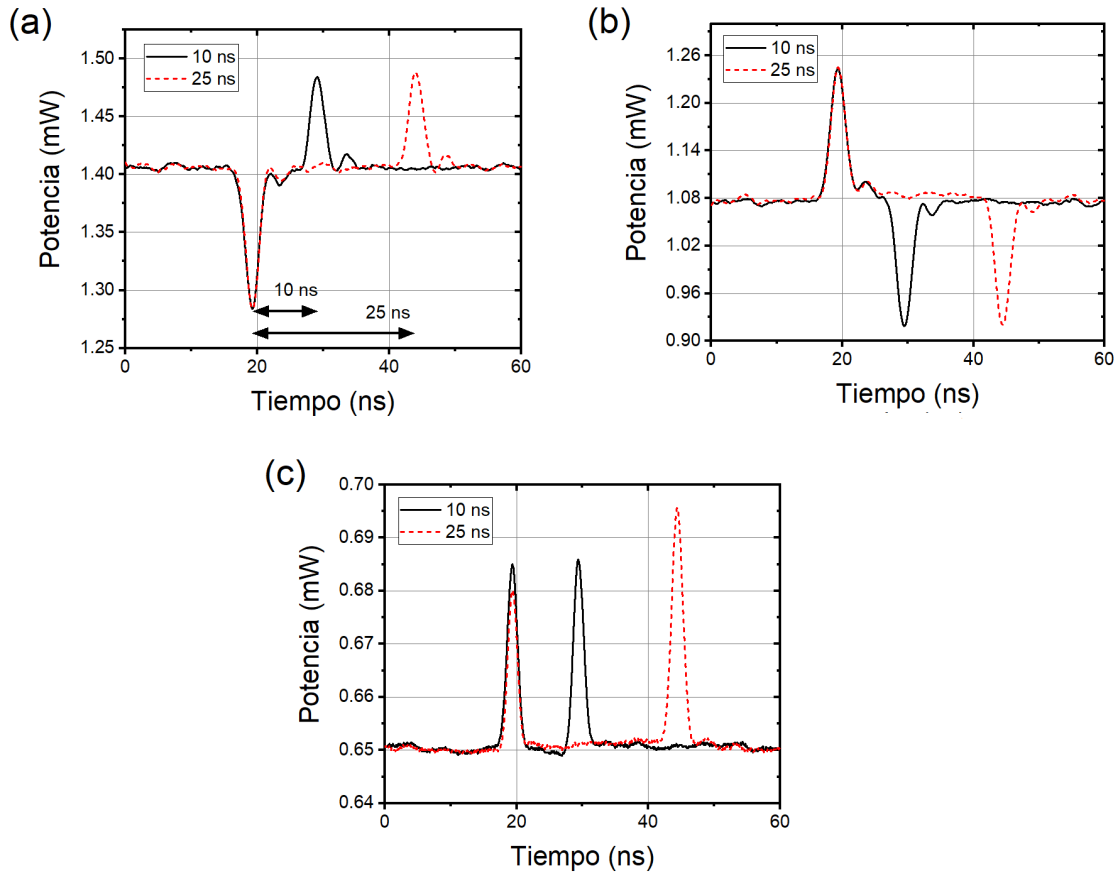


Figura 32. Forma de la respuesta a modulaciones de fase con perfil rectangular con anchos temporales de 10 y 25 ns al sintonizar el láser al a) lado izquierdo, b) lado derecho y c) en el centro de la línea de absorción.

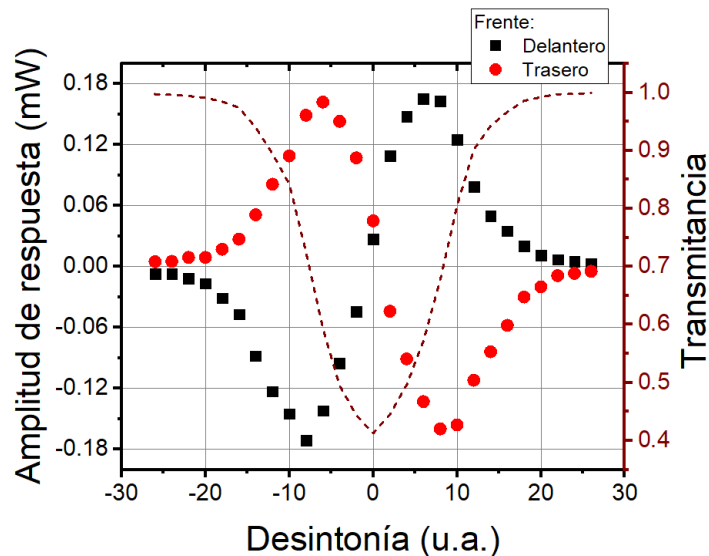


Figura 33. Variación de la amplitud de las respuestas a las partes delanteras y traseras de una modulación rectangular como función de la desintonía respecto al centro de la línea de absorción. La curva en línea punteada corresponde al perfil de transmitancia de la línea de absorción P9 en función de la desintonía.

cuencia de corte f_c a partir de los datos experimentales, éstos se ajustaron a la curva teórica de la función de transferencia del filtro pasa-altas (Schaumann y Van Valkenburg, 2001)

$$|H(i\omega)| = A \frac{\omega/\omega_c}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}}, \quad (35)$$

donde ω_c es la frecuencia angular de corte y A es la constante de amplitud máxima de la función. Del ajuste se encontró que la frecuencia de corte $f_c = \omega_c/2\pi \approx 251$ MHz y que la amplitud máxima de la respuesta es $A = 535$, indicada en línea punteada en la figura. El valor obtenido de la frecuencia de corte coincide con el esperado, el cual está determinado como la mitad del ancho total en frecuencia de la línea de absorción ensanchada inhomogéneamente por efecto Doppler, que para la línea P9 $\Delta\nu \approx 500$ MHz.

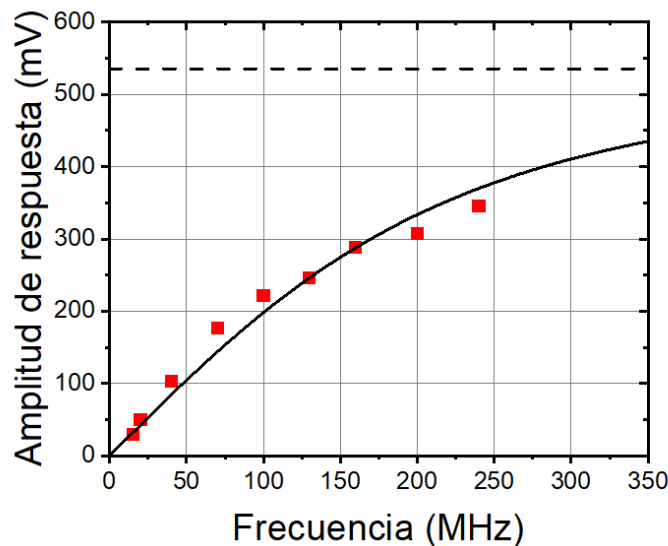


Figura 34. Dependencia de la amplitud de la respuesta lineal en función de la frecuencia de modulación. La curva sólida corresponde al ajuste de la función de transferencia de un circuito pasa-altas y la línea punteada a la amplitud máxima de la función.

4.2. Medición del ruido del demodulador

Como se ha mencionado anteriormente, la resolución de un sistema de detección interferométrica se ve limitada por los ruidos del sistema, siendo uno de los principales los que están asociados a la fuente de luz. Las características del ruido y el impacto

que éstos puedan tener en el desempeño del sistema demodulador dependerán del tipo de fuente que se emplea. En nuestro caso, son de particular interés los láseres semiconductores por sus ventajas de compactibilidad y espectro de emisión de longitud de onda que permiten trabajar con el gas acetileno y que se ubica en el rango de las comunicaciones por fibra óptica. Sin embargo, a pesar de los beneficios que ofrecen, es sabido que los ruidos de fase e intensidad pueden ser significativos en este tipo de láseres (Milloni y Eberly, 2010).

Dicho esto, en este capítulo se presentan los experimentos y sus resultados sobre los ruidos de láser presentes en nuestro sistema interferométrico y las consecuencias que estos tienen en la resolución del mismo.

4.2.1. Metodología experimental

La configuración experimental utilizada para medir los niveles de ruido del demodulador fue la que se muestra en la figura 20. Para realizar estas mediciones primero fue necesario ajustar la potencia óptica del láser y sintonizarlo a la línea de absorción P9. A continuación se describen los pasos seguidos previo a cada experimento:

- El controlador de corriente se ajustó a una corriente de bombeo alta (95 mA) y con el controlador de temperatura del láser se sintonizó la longitud de onda cercana a la línea P9.
- Se enviaron modulaciones de fase senoidales de prueba con el generador de señales al modulador con los que se identificaron las ubicaciones de los puntos de interés de la línea de absorción: el centro de la línea y los centros de las pendientes de la línea, cuyas respuestas se observaron en el osciloscopio.
- Así mismo, al sintonizar las pendientes con el controlador de polarización se ajustó la polarización tal que la respuesta de las señales fuera máxima.
- En ausencia de modulaciones y sintonizando fuera de la línea se verificó que la potencia óptica incidente en la celda fuera de ~ 1 mW.
- Posteriormente se cambió de fotodetector por el que incluye amplificador interno, y se enfocó a éste con ayuda de modulaciones de fase de prueba observadas en

el osciloscopio.

- La salida del fotodetector amplificado fue conectada al analizador de espectros en donde se visualizaron las señales de ruido.

La sintonización del láser y la frecuencia de observación fueron ajustadas de acuerdo a las necesidades de cada experimento, y en todos se utilizó un ancho de banda de detección de $\Delta B = 1$ MHz.

4.2.2. Resultados experimentales

La figura 35 muestra cómo depende el ruido de intensidad detectado a la salida de la celda al sintonizar la longitud de onda de emisión del láser en distintos puntos de la línea de absorción, observados a las frecuencias de 50 y 480 MHz. Las desintonías ± 8 u.a. corresponden a las longitudes de onda donde se ubican la mitad de la altura máxima de la línea de absorción.

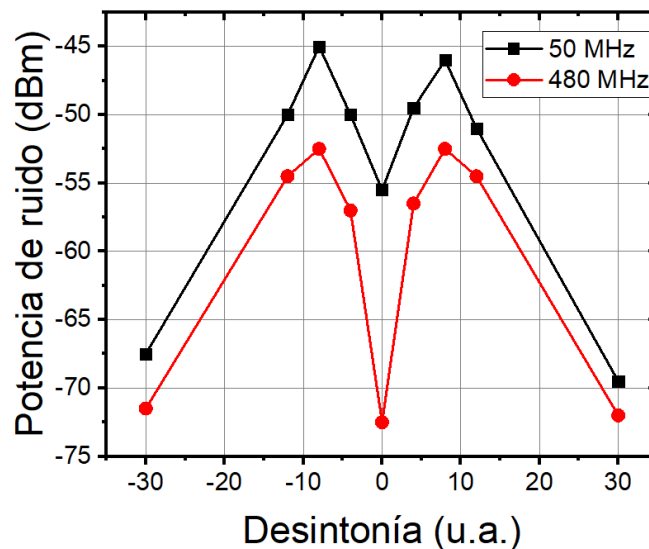


Figura 35. Dependencia del ruido total a la salida de la celda de acetileno como función de la desintonía respecto a la longitud de onda central de la línea de absorción, observado a 50 y 480 MHz.

A su vez, en la figura 36 se presentan los perfiles de espectrales de densidad del ruido a la salida de la celda cuando el demodulador opera en el régimen lineal con desintonías ± 7 u.a. y al sintonizar el centro de la línea de absorción. Se comparan con el perfil del ruido de intensidad cuando se midió directamente del láser - figura 29. Al

igual que en la medición directa del láser, la potencia óptica incidente en la celda fue de 1.3 mW. El aumento en el ruido al sintonizar las pendientes de la línea de absorción se atribuye a una transformación efectiva del ruido de fase en ruido de intensidad por la celda de acetileno. Debido a que esta transformación se ve afectada por la función de transferencia del demodulador, los datos experimentales fueron compensados por ésta, es decir, cada punto experimental se dividió entre la ecuación 35 con su valor de frecuencia correspondiente. Los datos resultantes al ser compensados se presentan en las curvas azul y roja con línea punteada en la misma figura 36.

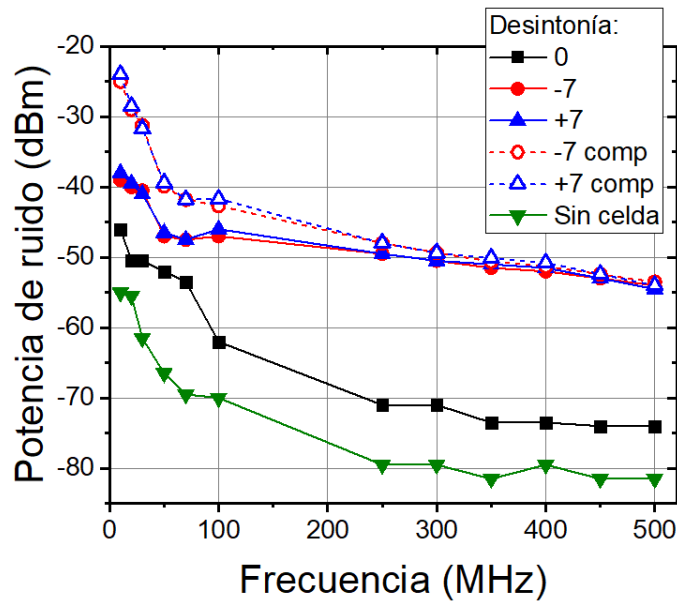


Figura 36. Perfiles de densidad espectral del ruido observados a la salida de la celda al sintonizar el centro de la línea de absorción (desintonía 0), los centros de las pendientes de la línea (± 7) y detectado en ausencia de la celda. Mediciones con el láser DFB con ancho de línea de 2 MHz.

Con el objetivo de comparar cómo se ve afectada la resolución del demodulador por el ruido de fase de láser, se hicieron pruebas similares usando el láser con menor ancho de línea, i.e., menor ruido de fase. La figura 37 muestra mediciones de los perfiles espectrales de ruido observados con el láser semiconductor *PPCL-550* con ancho de línea de 10-15 kHz. Como en la figura 36, se presentan datos obtenidos directamente y también corregidos para la función de transferencia de la celda (líneas punteadas).

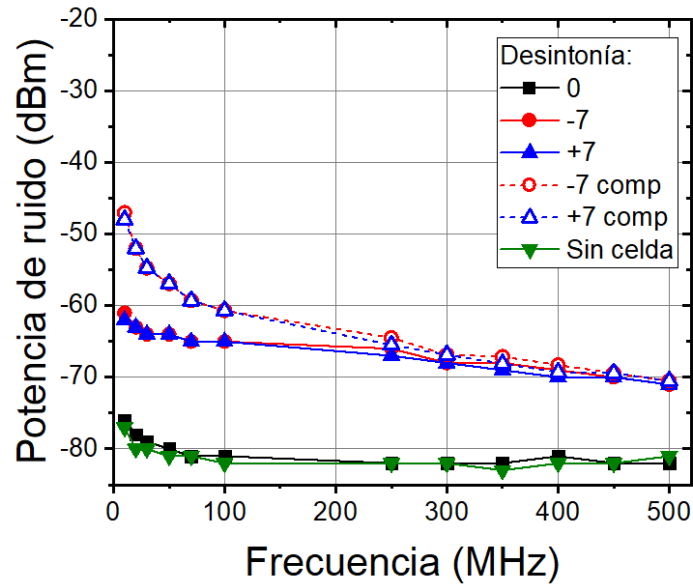


Figura 37. Perfiles espectrales de densidad del ruido a la salida de la celda a distintas sintonías sobre la línea de absorción y en ausencia de la celda obtenidos con el láser *PPCL-550* con ancho de línea de 10-15 kHz.

4.2.3. Discusión de los resultados experimentales

La figura 36 nos permite comparar el ruido de intensidad del láser (curva verde) con el ruido al sintonizar el centro de la línea, donde, al trabajar el demodulador en el régimen cuadrático, se esperaría que estos dos se encontraran en un nivel cercano. Como se mencionó anteriormente, la potencia óptica transmitida al sintonizar el centro de la línea disminuye hasta un 40 % del valor incidente. Por esta razón se espera que el ruido de intensidad detectado debe ser 40 % menor. Aún así, el ruido total de salida para este caso fue mayor que el detectado sin la celda y muestra un perfil similar. De hecho, a frecuencias >300 MHz hay un incremento del ruido de aproximadamente 8 dB, lo que equivale a una ganancia en potencia de ≈ 2.5 . En primera instancia, podría atribuirse este aumento en el ruido a una transformación del ruido de fase del láser en ruido de intensidad por reflexiones no deseadas en la celda de volumen.

Sin embargo, de la figura 35 podemos notar una fuerte dependencia en el ruido total a la salida de la celda con la desintonía de la longitud de onda central de la línea P9. Debido a que en este caso no hay una señal de modulación que se estuviera enviando al haz, esto demuestra que el aumento de ruido al sintonizar las pendientes de la línea es ocasionado por la demodulación del ruido de fase por parte de las moléculas de acetileno. En el centro de la línea, es decir, en el régimen de operación cuadrático,

y a frecuencias altas, la demodulación es prácticamente nula. De aquí que podamos atribuir, al menos parcialmente, el incremento de ruido a la salida de la celda de la figura 36 a una sintonización no exacta con el centro de la línea.

De la misma figura 36 podemos comparar estos ruidos con los ruidos totales de salida cuando se sintoniza el láser a los centros de las pendientes de la línea. Se puede observar un aumento significativo de la potencia de ruido en comparación con el ruido de intensidad del láser a frecuencias >300 MHz de ≈ 30 dB, lo que indica que el ruido de fase inherente al láser es mucho mayor que el ruido de intensidad (i.e. de amplitud). De hecho, es sabido que para láseres semiconductores el ruido de fase suele dominar sobre el ruido de amplitud (intensidad), consecuencia de un acoplamiento entre las fluctuaciones de amplitud y de fase que a su vez provocan un ensanchamiento en la emisión del láser, así como de efectos de emisión espontánea (Henry, 1982; Yariv *et al.*, 1995). Una forma de representar esto gráficamente consiste en plasmar en el espacio complejo de amplitud y fase el vector de campo y en su extremo una elipse que representa los ruidos de fase y amplitud como una incertidumbre del valor del vector de campo, similar al de los diagramas de fasores del Capítulo 1 y que se verán con mayor detalle en la sección 4.4.

En el artículo (Casillas *et al.*, 2019b) se demuestra que después de pasar la celda con acetileno con sintonización sobre la pendiente de la línea, el vector de campo con la frecuencia portadora de luz modulada presenta una rotación en fase dada por

$$\psi = \frac{\alpha_{max}}{4}L, \quad (36)$$

$\alpha_{max}L$ es la absorbanza óptica máxima del medio. En nuestro caso, la máxima absorbanza alcanzada con la celda de acetileno al sintonizar el centro de la línea es de $\alpha_{max}L \approx 0.9$, lo que nos permite evaluar una rotación máxima en fase de la amplitud compleja de $\psi \approx 0.22$ rad. Por otra parte, de las figuras 35 y 36, se tiene que a frecuencias de 480-500 MHz, la diferencia en potencia de ruido a los lados y al centro de la línea es de ≈ 20 dB, que se traduce en una ganancia de 100 veces en potencia y de 10 veces en amplitud. Con esto podemos estimar la elipticidad de la distribución del ruido incidente de este láser en particular de $\approx 1/10$. Cabe mencionar que esta elipticidad de la distribución del ruido es bastante típica para láseres semiconductores Henry (1982).

La figura 36 también revela información interesante acerca de otros procesos de transformación de ruido de fase en ruido de amplitud. El ruido de intensidad medido directamente del láser (curva verde) presenta un incremento considerable a frecuencias bajas (<100 MHz), comportamiento que también se sigue en las otras curvas de los perfiles de ruido. Una característica del ruido de láser es que éste presenta un comportamiento de $1/f$, también conocido como *flicker noise*, sin embargo, éste deja de ser relevante a frecuencias >1 MHz, por lo que puede ser descartado en este caso. En el contexto de sistemas de transmisión de información óptica, Choy *et al.* (1987) reportaron una conversión interferométrica del ruido de fase intrínseco en láseres semiconductores a ruido de intensidad en sistemas de fibra óptica. Discontinuidades en el índice de refracción causadas por conectores y empalmes de fibra óptica ocasionan reflexiones múltiples que actúan como cavidades Fabry-Pérot, convirtiendo así el ruido de fase de láser en exceso de ruido de intensidad. Los autores sugieren que este exceso de ruido de intensidad puede ser efectivamente reducido utilizando láseres con anchos de línea angostos, en particular $\Delta\nu < 1$ MHz. Nuestra configuración experimental cuenta con distintos elementos de fibra óptica, incluyendo conectores entre ellos y empalmes, además de que el láser semiconductor usado en estos experimentos cuenta con un ancho de línea de 2 MHz, por lo que podemos atribuir parcialmente el ruido de intensidad a frecuencias bajas a este efecto.

Esta conclusión también se confirma con nuestros experimentos con el láser con $\Delta\nu = 10-15$ kHz del que sus perfiles espectrales de ruido se muestran en la figura 37. Claramente, el menor ruido de fase tiene un impacto significativo en distintos aspectos de los perfiles de ruido a la salida de la celda. El ruido de intensidad de láser se aproxima al nivel del ruido fotónico desde frecuencias más bajas (>50 MHz), lo cual confirma la reducción efectiva del ruido de fase transformado en exceso de ruido de intensidad por reflexiones en el sistema de fibra óptica (Choy *et al.*, 1987). El perfil de ruido al sintonizar el centro de la línea de absorción sigue un comportamiento casi idéntico al del ruido intensidad del láser, por lo que podemos concluir que en este caso no hay una significativa transformación del ruido de fase cuando la sintonización al centro de la línea es precisa.

Por otra parte, el ruido total de salida en el régimen lineal de operación del demodulador (sintonización en las pendientes de la línea) se reduce en ≈ 20 dB a frecuencias

mayores de 300 MHz, quedando tan solo ≈ 13 dB por encima del ruido fotónico. Dicho de otra manera, el nivel de ruido en el demodulador con el láser con $\Delta\nu=2$ MHz está aproximadamente 1000 veces en potencia por encima del ruido fotónico, mientras que con el de $\Delta\nu=10-15$ kHz está ≈ 20 veces por encima.

4.3. Evaluación de la resolución del demodulador

A partir de los resultados obtenidos en la sección anterior, podemos hacer un análisis cuantitativo de la capacidad de resolución del demodulador, i.e. el mínimo cambio de fase que puede ser detectado. En esta sección se presentan los valores numéricos de la resolución del demodulador basándonos en las definiciones de los ruidos y resolución de la sección 2.3.1. En primer lugar, es importante conocer las limitantes impuestas por el ruido inherente a los componentes del sistema, por lo que partimos de la máxima resolución posible evaluada teóricamente para nuestro sistema. Por generalidad de nuestros resultados, éstos se evalúan al ancho de banda de detección de $\Delta B = 1$ Hz.

En la sección 2.3.1.1 se evaluó el RIN del láser (en ausencia de la celda) a la frecuencia de 500 MHz con una potencia óptica promedio de $P_0 = 1.3$ mW, obteniendo un valor de $RIN = 4.6 \times 10^{-16}$ Hz $^{-1}$. Entonces, de la ecuación 24 tenemos que $\langle i_{RIN}^2 \rangle = 7.9 \times 10^{-22}$ A 2 . Por otra parte, para $R_L = 50$ Ω y la temperatura de $T = 300$ K, se tiene de la ecuación 25 que $\langle i_{th}^2 \rangle = 3.3 \times 10^{-22}$ A 2 . Mientras que, de la ecuación 27, para el ruido fotónico se obtuvo $\langle i_{fot}^2 \rangle = 4.2 \times 10^{-22}$ A 2 . Para la corriente de oscuridad $I_D < 2$ nA indicada por el fabricante del fotodetector, el ruido de oscuridad resulta $\langle i_{dk}^2 \rangle = 3.2 \times 10^{-28}$ A 2 . Al ser menor en seis ordenes de magnitud que el resto de las contribuciones de ruido, este último puede ser despreciado. Introduciendo estos valores en la ecuación 31, se tiene que la mínima amplitud de modulación de fase que puede ser detectada por la configuración es $\Delta\phi_{min} \approx 3 \times 10^{-8}$ rad/ \sqrt{Hz} .

Un caso de interés, es el de la resolución máxima alcanzada por luz clásica, i.e. el límite impuesto por el ruido fotónico de la luz incidente. Para esto, se descartan las fuentes de ruido del fotodetector y las del láser, por lo que la ecuación 31 se reduce a

$$\Delta\phi_{fot} = \sqrt{\frac{\langle i_{fot}^2 \rangle}{(\mathfrak{R}P_0)^2}}. \quad (37)$$

En este caso, la resolución máxima resulta ser $\Delta\phi_{fot} \approx 1.5 \times 10^{-8} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$, la mitad de la resolución total del sistema.

Ahora pasamos a la resolución del demodulador cuando se empleó el láser con $\Delta\nu = 2 \text{ MHz}$. De la figura 36, la potencia de ruido en el régimen lineal a 500 MHz es $P_N \approx -78 \text{ dBm} = 1.6 \times 10^{-8} \text{ mW}$, lo que nos permite evaluar el RIN del demodulador a esta frecuencia en $\text{RIN} = 1.9 \times 10^{-13} \text{ dB/Hz}$ y por lo tanto $\langle i_{RIN}^2 \rangle = 3.2 \times 10^{-19} \text{ A}^2$. Considerando la profundidad de modulación alcanzada de ≈ 0.5 , incluyéndola como un factor de la señal en la ecuación 31, se obtiene que la resolución del demodulador con el láser con $\Delta\nu = 2 \text{ MHz}$ es $\Delta\phi \approx 6.2 \times 10^{-7} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Similarmente, podemos evaluar la resolución del demodulador para las pruebas con el láser *PPCL-550* con $\Delta\nu = 10\text{-}15 \text{ kHz}$. De la figura 37 podemos evaluar el RIN a 500 MHz del demodulador en $\text{RIN} = 5.9 \times 10^{-15} \text{ dB/Hz}$, tal que $\langle i_{RIN}^2 \rangle = 1 \times 10^{-20} \text{ A}^2$. De esta manera, al evaluar la resolución del demodulador se obtiene que $\Delta\phi = 1.1 \times 10^{-7} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

En primera instancia, los resultados anteriores nos muestran el significativo impacto que tiene el ruido de fase del láser en la resolución. Mientras que con el láser con $\Delta\nu = 2 \text{ MHz}$ la amplitud mínima de modulación de fase detectada por el demodulador está ≈ 40 veces por encima de la resolución limitada por el ruido fotónico, el láser con $\Delta\nu = 10\text{-}15 \text{ kHz}$ la sobrepasa apenas por un factor de ≈ 7 .

Podemos darnos una idea de la capacidad de resolución de un interferómetro mediante los resultados obtenidos realizando un análisis sencillo. En una onda electromagnética monocromática como la descrita por la ecuación 8, un cambio de camino recorrido por la luz Δz se relaciona a un cambio de fase como

$$\Delta\phi = k\Delta z = \frac{2\pi n}{\lambda} \Delta z, \quad (38)$$

donde k = es el número de onda y n es el índice refractivo del medio. Reacomodando

la ecuación, se tiene que

$$\Delta z = \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi n}. \quad (39)$$

Considerando la longitud de onda utilizada en nuestros experimentos ($\lambda = 1530.37$ nm) y el índice de refracción $n = 1$, un cambio de fase igual a la máxima resolución en el límite clásico (a la potencia óptica de 1.3 mW usada en nuestros experimentos) corresponde a un cambio de distancia de $\Delta z \approx 4 \times 10^{-15}$ m. A su vez, la resolución obtenida con los láseres con $\Delta\nu = 2$ MHz y $\Delta\nu = 10$ -15 kHz, revelarían cambios de $\Delta z \approx 1.5 \times 10^{-13}$ m y $\Delta z \approx 2.7 \times 10^{-14}$ m.

4.4. Reducción de ruido y aumento de la resolución del demodulador

La manera más sencilla y directa de aumentar la resolución del demodulador se consigue empleando una fuente con bajo ruido de fase, e.g., láseres con anchos de línea angostos. Sin embargo, ésta no siempre es una solución viable debido a los costos que puede implicar una nueva fuente láser (Diaz *et al.*, 2021). En la sección abajo se consideran técnicas experimentales para reducir el ruido del demodulador y cuyos funcionamientos se basan en principios físicos distintos. La primer técnica analizada y probada experimentalmente es la de decorrelación de ruido de amplitud-fase, que hace uso del acoplamiento del ruido de intensidad al ruido de fase en láseres semiconductores. Después se aborda la detección balanceada, con la que se eliminan los ruidos de intensidad en el haz dividido en partes iguales y detectado por dos fotodetectores interconectados.

4.4.1. Decorrelación de ruido de amplitud-fase

La dinámica de los láseres semiconductores presenta un efecto peculiar en sus características de ruido: las fluctuaciones en amplitud de generación de láser causan perturbaciones en la densidad de portadores de carga. A su vez éstos se reflejan como fluctuaciones de fase por la dependencia del índice de refracción de la densidad de portadores de carga. Esto ocasiona un acoplamiento del ruido de intensidad al ruido

de fase del láser, aumentando tanto el ancho de línea como ocasionando una correlación entre ambos ruidos. El último efecto se ilustra por un ángulo de rotación de la elipse de ruido en la salida del láser semiconductor - ver figura 38 izquierda. En Vahala y Newkirk (1990) y Newkirk y Vahala (1991), los autores indican que esta información de las fluctuaciones de intensidad que se almacenan en la fase pueden permitir reducir el ruido de intensidad del láser por debajo de su nivel intrínseco. Esto se logra haciendo pasar el haz óptico por un arreglo/material óptico dispersivo (discriminador de frecuencias ópticas), como un interferómetro de Michelson.

El tránsito de la luz por el interferómetro hace una conversión de las fluctuaciones instantáneas de frecuencia (de fase) en fluctuaciones de intensidad (y atrás) a la salida. Para ciertos valores (y el signo) de la función de transmisión las fluctuaciones de intensidad y de fase a la salida se decorrelacionan y el ruido de fase transformado a intensidad se encuentra en antifase con respecto al ruido de intensidad de entrada, produciendo una interferencia destructiva entre éstos tal que el ruido de intensidad a la salida se ve reducido. Una representación gráfica para comprender de manera intuitiva el fenómeno se apoya en la elipse de ruido como se muestra en la figura 38. En esta ilustración, las fluctuaciones iniciales de frecuencia y amplitud del láser se encuentran correlacionadas, lo que se representa como la elipse de ruido inclinada. Una vez que la radiación láser pasa por la función de transmisión $T(\Omega)$ (interferómetro de Michelson) adecuada, la decorrelación rota la elipse, disminuyendo el ruido de intensidad a la salida. En Newkirk y Vahala (1992), los autores reportaron disminuir el ruido de intensidad relativo en un láser DFB hasta en 14.5 dB debajo de su nivel intrínseco (RIN inicial de ≈ -119 dB/Hz a RIN de salida de ≈ -133.5 dB/Hz) mediante esta técnica. Además, los autores observaron que el efecto de reducción de ruido es atenuado conforme la corriente de bombeo aumenta.

4.4.1.1. Metodología experimental

Siguiendo estos trabajos se realizó un experimento para observar este efecto con el láser DFB con $\Delta\nu = 2$ MHz que, como se concluyó en la sección anterior, presenta un alto nivel de ruido de fase. En el experimento, nuestro demodulador (i.e. una línea angosta de absorción de acetileno) tomaría el papel del elemento con la función

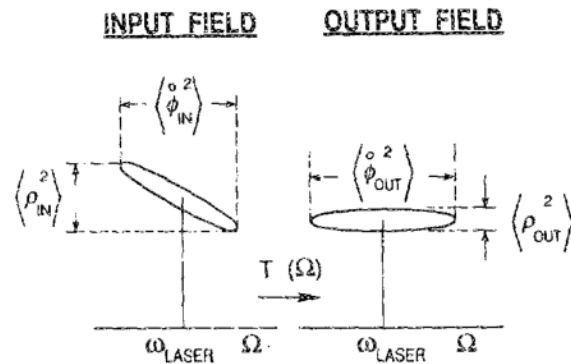


Figura 38. Representación intuitiva de la técnica de decorrelación de amplitud-fase. El campo que entra al interferómetro de Michelson se encuentra fuertemente correlacionado en amplitud y fase, lo que se representa con la elipse rotada. A la salida del interferómetro, los ruidos se decorrelacionan (elipse no rotada) y el ruido de intensidad se ve disminuido (Vahala y Newkirk, 1990).

dispersiva de transmisión. El arreglo experimental utilizado fue el de la figura 20 excluyendo el modulador de fase. Las pruebas consistieron en enviar luz de láser a través de la celda de acetileno y observar la variación de la potencia de ruido en el analizador de espectros al realizar un barrido de la longitud de onda del láser alrededor de la frecuencia central de la línea de absorción P9. En este experimento, se esperaba que la sintonización del láser a distintos puntos de la pendiente de la línea cambie el ángulo de rotación de la elipse de ruido del láser.

Lo anterior se realizó a una corriente de bombeo alta (97 mA) y baja (21 mA), procurando tener aproximadamente la misma potencia óptica incidente en el fotodetector en ambos casos. Esto se logró colocando filtros de densidad óptica antes del fotodetector. Las mediciones se hicieron a las frecuencias de 50 y 480 MHz a potencia óptica incidente en la celda fue de ~ 1.8 mW, y se usó el ancho de banda de observación de $\Delta B = 1$ MHz en el analizador de espectros.

4.4.1.2. Resultados experimentales y discusión

En la figura 39 se muestran los resultados de la variación de la potencia de ruido en función de la desintonía. Podemos observar una disminución de la potencia del ruido detectado para la corriente de bombeo alta, pero no es atribuido al efecto de decorrelación si no a la mayor potencia óptica emitida por el láser. El efecto de decorrelación de amplitud y fase se esperaba observar como una disminución en el perfil de ruido detectado para desintonías de una de las pendientes con respecto a la otra.

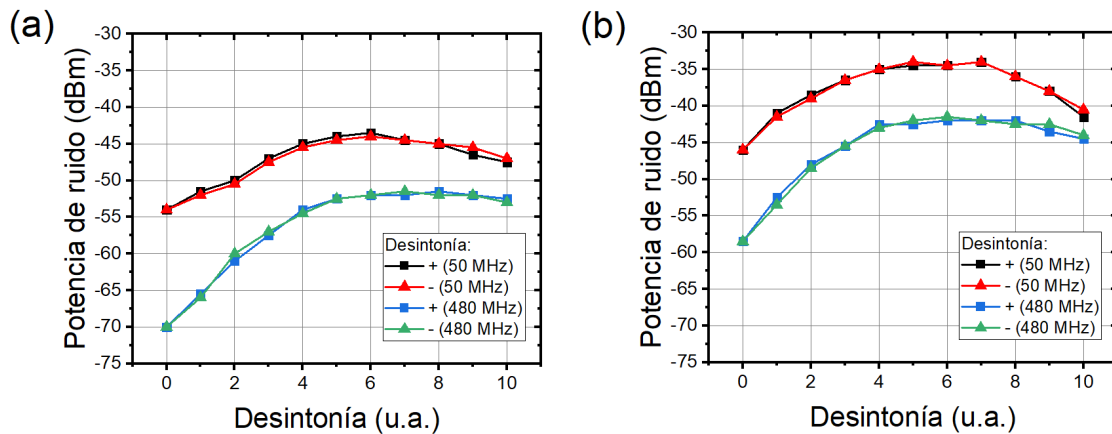


Figura 39. Perfiles de ruido como función de la desintonía alrededor de la longitud de onda central de la línea de absorción detectados como parte del experimento para reducir el ruido de intensidad por el efecto de decorrelación de amplitud-fase. Las detecciones se hicieron a las frecuencias de 50 y 480 MHz, con corrientes de bombeo (a) alta y (b) baja. Los símbolos \pm indican una desintonía positiva y negativa respectivamente

Se especuló esto sabiendo que la respuesta del demodulador tiene un signo opuesto cuando se sintoniza a los lados de la línea de absorción, y que además, el sentido de la rotación de la elipse de ruido por el demodulador también es sensible al signo.

En las figuras observamos el comportamiento usual de la demodulación de ruido en la cercanía del centro de la línea de absorción, así también se presenta la disminución general del ruido a frecuencias altas (480 MHz). Los perfiles de ruido no muestran algún otro indicio de la presencia del efecto de correlación inicial entre los ruidos de intensidad y fase. La posible razón de la ausencia de este efecto puede ser por un acoplamiento débil entre las fluctuaciones de intensidad y fase de este láser. Otra posible causa puede atribuirse al poco ruido de intensidad en el láser a frecuencias altas, imposibilitando el efecto de la decorrelación. También, la correlación inicial entre los ruidos del láser puede ser destruida por las reflexiones aleatorias entre los distintos elementos de nuestra configuración de fibra óptica.

4.4.2. Detección balanceada

La detección balanceada es uno de los métodos más conocidos para la reducción del ruido de intensidad en un sistema interferométrico. En su forma convencional y más sencilla, la luz incidente pasa a través de un divisor de haz tal que se formen dos haces con la misma potencia óptica y que son detectados por dos fotodetectores idé-

ticos - ver figura 40. Las fotocorrientes producidas en los fotodetectores pueden ser sumadas o restadas mediante circuitos electrónicos adecuados, para posteriormente ser alimentadas a un analizador de espectros electrónico en donde sus espectros de ruido pueden ser observados. El divisor de haz envía el ruido de intensidad clásico del haz incidente a ambos fotodetectores, de manera que los ruidos de las fotocorrientes generadas están correlacionados. En el caso en que las fotocorrientes son sumadas la potencia total de ruido es recuperada. Si las fotocorrientes son sustraidas el ruido clásico es suprimido, cancelando así el ruido de intensidad del láser. Sin embargo, el ruido cuántico (fotónico) de los dos haces no está correlacionado, de manera que estas fluctuaciones suman sus potencias en el circuito de resta, limitando la capacidad de reducción de ruido por detección balanceada al nivel del ruido fotónico.

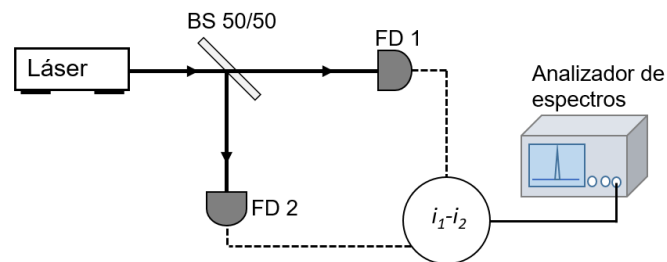


Figura 40. Esquema de detección balanceada para eliminar el ruido clásico de láser.

El uso de esta técnica ha sido ampliamente llevado a esquemas interferométricos con el mismo fin de suprimir el ruido clásico de intensidad y mejorar la resolución de las mediciones (Paschotta, s.f.). Un ejemplo de ello es el interferómetro Mach-Zehnder mostrado en la figura 1(a). En esta configuración, es necesario tomar en cuenta que en el circuito electrónico se restan sólo los ruidos, las señales informativas las cuales se generan en los detectores como respuesta a la modulación de fase son opuestas y, como resultado, se suman en el circuito.

En el contexto de este trabajo, la técnica de detección balanceada se empleó con el fin de remover el exceso de ruido de intensidad a la salida del demodulador causado por el ruido de fase del láser DFB con $\Delta\nu = 2$ MHz. En este caso, se deben de restar las fotocorrientes con los ruidos generados al pasar ambos haces por dos demoduladores similares, i.e., que adquieran el ruido de intensidad atribuido al ruido de fase demodulado. Para esto, en nuestros experimentos utilizamos la misma celda de acetileno con los haces propagándose en direcciones opuestas a través de la celda como se muestra en la figura 41. Cabe mencionar que la modulación de fase informativa se debe

introducir sólo en un haz.

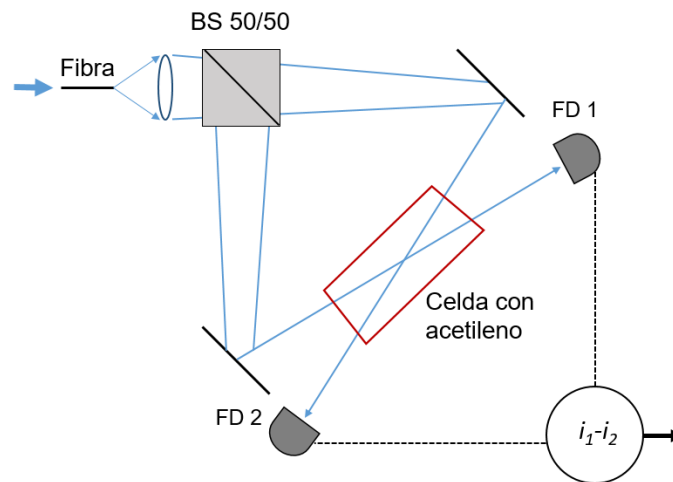


Figura 41. Esquema de detección balanceada implementado con la celda de volumen con acetileno para la eliminación del ruido de demodulado.

4.4.2.1. Metodología experimental

En el momento de la realización de estas pruebas, tuvimos una limitación experimental importante: las pruebas de detección balanceada no pudieron ser realizadas directamente con el analizador de espectros con el que se trabajó en los experimentos anteriores, esto debido a que no cuenta con una función de resta entre las señales de los canales del mismo. Este problema puede ser solucionado con fotodetectores con un preamplificador diferencial común. Nuestros fotodetectores, al estar separados (que es necesario para la configuración presentada en la figura 41), tampoco presentan una función de resta entre sus señales de salida como los mencionados. Desafortunadamente, en el momento de la realización de los experimentos no contamos en nuestro laboratorio con un amplificador diferencial con un ancho de banda de hasta 500 MHz.

La solución a este problema fue realizar nuestros experimentos con un osciloscopio digital *Tektronix TDS3052* con ancho de banda de 500 MHz. El osciloscopio permite detectar el voltaje RMS (en acoplamiento AC) de cada canal de detección y mediante la función *Math* restar las señales y calcular su voltaje RMS. La hoja de datos del fabricante indica un valor del ruido de fondo del osciloscopio en un canal de $V_{NF} = 155 \mu V_{RMS}$, con $R_L = 50 \Omega$ y a una resolución vertical de 1 mV/div. Para dos canales, este valor se multiplica por el factor $\sqrt{2}$, por lo que $V_{NF} \approx 220 \mu V_{RMS}$. Por otra parte, de la

ecuación 33, tenemos que el voltaje generado por el ruido fotónico se puede calcular como

$$V_{fot} = \sqrt{P_{fot}R_L} = R_L\sqrt{2e^{-\Delta B}I_p}. \quad (40)$$

Para nuestros experimentos donde la potencia óptica detectada fue de 1.2 mW, tal que $I_p = 1.2$ mA, y para el ancho de banda total $\Delta B = 500$ MHz, podemos evaluar el voltaje de ruido fotónico como $V_{fot} = 22 \mu\text{V}$. Ahora, considerando que los fotodetectores con amplificador interno tienen una ganancia de ≈ 23 dB, correspondiente a ≈ 14.1 en voltaje, se tiene que el voltaje de ruido fotónico resultante es de $V_{fot} = 310 \mu\text{V}$. Al ser mayor este valor que el ruido de piso en el osciloscopio cuando se usan ambos canales, esto nos indica que nuestro sistema nos debería permitir observar el ruido fotónico.

El arreglo experimental usado en los experimentos fue el de la figura 20 pero con la modificación al enfocar la luz como se muestra en la figura 41. Se siguieron los pasos mencionados previamente en la sección 4.2.1 para sintonizar el láser a la línea de absorción P9 y ajustar la polarización. En ausencia de la celda de acetileno se verificó que la potencia en cada brazo del arreglo fuera de 0.6 mW (para la potencia óptica incidente total de 1.2 mW). Para hacerlo se utilizó un filtro de densidad neutra antes del divisor de haz. La toma de datos para cada experimento consistió en tomar diez mediciones de los valores de voltaje RMS de cada canal y de la resta entre estos, y se calculó un promedio para cada uno.

4.4.2.2. Resultados experimentales

La figura 42 presenta los niveles de ruido inherentes en los dispositivos del sistema experimental observados en el osciloscopio con el ancho de banda total de $\Delta B = 500$ MHz. En la Fig.42(a) se muestran las trazas del ruido de fondo de los canales 1 y 2 (C_1 y C_2 , respectivamente) del osciloscopio cuando no había alguna resistencia de carga conectada en sus entradas, así como el de la resta de ambas señales hecha con la función *Math* del dispositivo. A su vez, en la Fig.42(b) se presentan los niveles de ruido propios de los fotodetectores cuando no hay luz incidiendo en estos, los cuales nos indican el nivel de ruido mínimo que podemos observar con éste sistema de detección.

Para apreciar las tres trazas se aplicó un offset de ± 2 mV en los datos del canal 1 y 2 respectivamente.

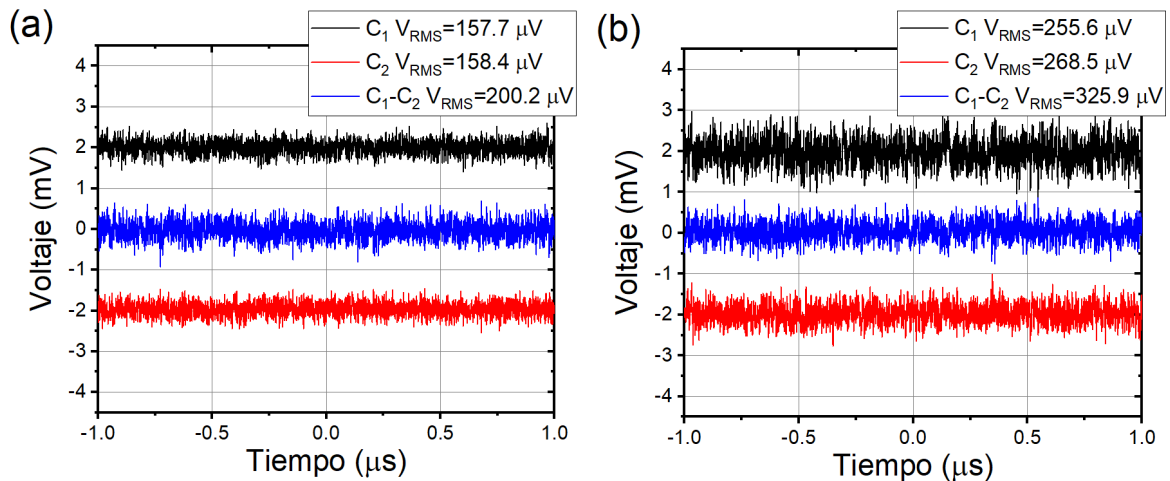


Figura 42. Trazas del (a) ruido de fondo de los canales 1 y 2 del osciloscopio y (b) del ruido en los fotodetectores en ausencia de luz, ambos al ancho de banda de 500 MHz. Se indican los voltajes RMS promedio de cada señal y la resta entre estos hecha por el osciloscopio. Las trazas de los canales 1 y 2 presentan un offset de ± 2 mV respectivamente.

Los resultados de las pruebas de detección balanceada para la reducción de ruido se presentan en la figura 43. En la figura 43(a) se muestran los resultados para el caso de reducción del ruido de intensidad inherente al láser, es decir, cuando los dos haces fueron detectados directamente, sin la celda. En ésta, los offsets aplicados a los canales 1 y 2 fueron de ± 3 mV. A su vez, en la figura 43(b), (c) y (d) se tienen las trazas de ruido cuando los haces pasaron por la celda con acetileno con sintonizaciones de la longitud de onda al centro de la línea P9 y en los centros de sus pendientes (desintonías 0, -7 y +7 u.a., respectivamente). El offset de las trazas de los canales 1 y 2 en la figura 43(b) es de ± 3 mV, y para las figuras 43(c) y (d) es de ± 20 mV.

4.4.2.3. Discusión de los resultados experimentales

De la figura 43(a) observamos que los niveles del ruido de fondo en los canales 1 y 2 coinciden con los señalados por el fabricante del osciloscopio. Mientras que, como lo muestra la figura 42(b), los voltajes efectivos de ruido observados en los fotodetectores cuando éstos son cubiertos se encuentran por debajo del ruido fotónico evaluado ($\approx 310 \mu V$), lo que nos confirma que éste podía ser observado mediante nuestro sistema de detección. En ambos casos se tiene que el voltaje efectivo de la resta entre los

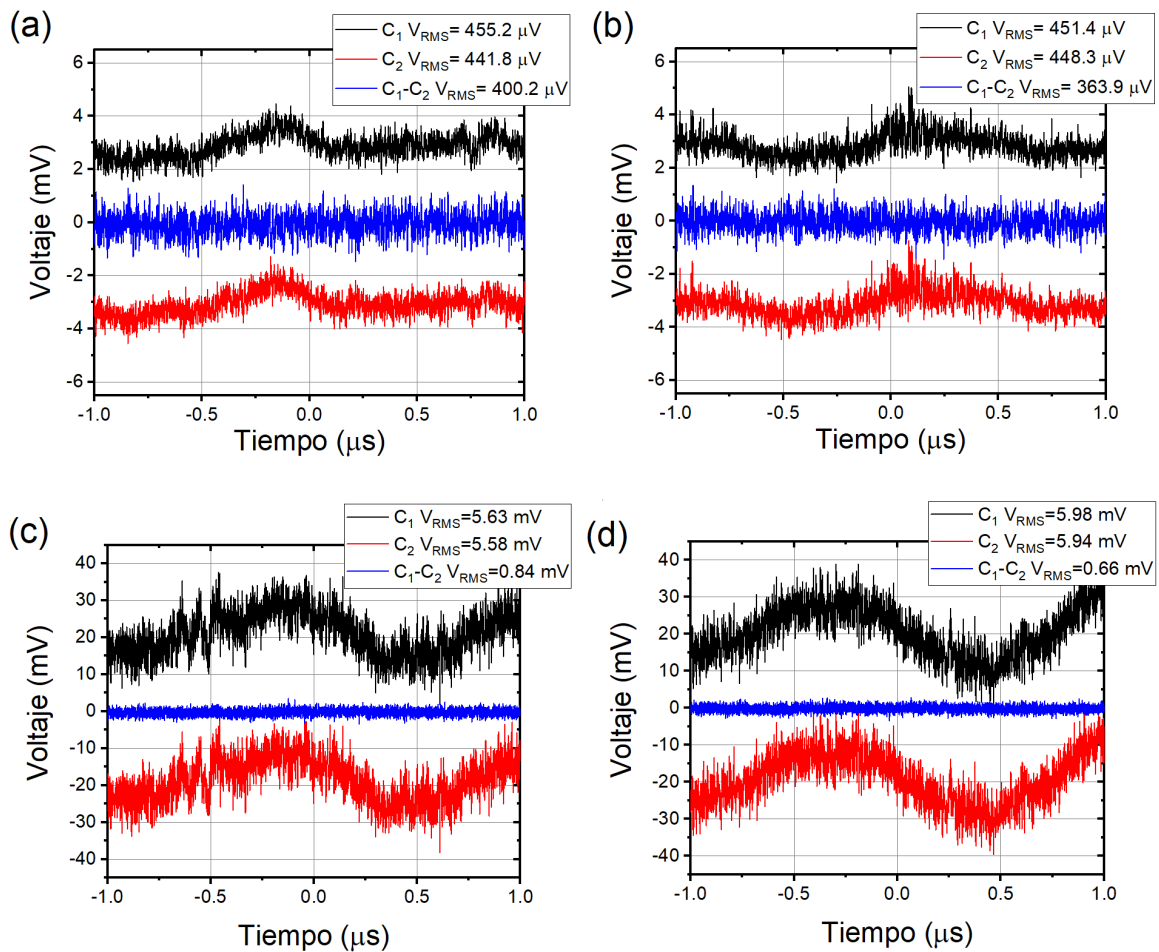


Figura 43. Trazas de ruido detectados en los canales 1 y 2 del arreglo de detección balanceada y su resta entre las señales hecha por el osciloscopio. Se muestran los casos de (a) ruido de intensidad del láser (sin celda), y cuando el láser se sintonizó (b) al centro de la línea de absorción P9, (c) en la pendiente izquierda (desintonía -7) y (d) en la pendiente derecha (desintonía +7) de la línea. Las trazas de los canales 1 y 2 en (a) y (b) presentan un offset de ± 3 mV, y en (c) y (d) de ± 20 mV.

canales es mayor que el de cada canal por individual, esto se atribuye a que el ruido electrónico de los dispositivos no está correlacionado entre sí, por lo que no hay una resta entre estos.

En cuanto al ruido de intensidad del láser, de las figuras 43(a) y (b) observamos que este se encuentra a ≈ 450 μV . Cabe mencionar, que al sintonizar el centro de la línea de absorción se espera que la transformación de ruido de fase a ruido de intensidad sea prácticamente nula, de manera que en este caso las lecturas en los canales sean meramente debidas a ruido de intensidad del láser. En ambas pruebas se pudo llevar el nivel de ruido por debajo del ruido de intensidad mediante la resta de las señales, estando ~ 1.3 veces por encima del ruido cuántico evaluado para las condiciones de nuestros experimentos. Esto último se puede explicar por la contribución del ruido

electrónico del sistema de detección - ver figura 42.

De forma similar, se logró compensar el exceso de ruido de fase del láser demodulado al sintonizar los lados de la línea. De las figuras 43(c) y (d) se puede observar la contribución significativa del ruido de fase demodulado en el ruido total de los canales detectado, siendo un orden de magnitud por encima del de ruido de intensidad del láser (dos órdenes de magnitud mayor en potencia). El exceso de ruido fue compensado por la resta de las señales, llevando el ruido total de salida a $\approx 0.7 \pm 0.1$ mV. Esto significa que mediante la detección balanceada, nuestra configuración experimental con el láser DFB con $\Delta B = 2$ MHz puede alcanzar niveles del ruido total ~ 2 veces por encima del nivel de ruido fotónico evaluado. De los resultados obtenidos, podemos esperar que la supresión de ruido a través de esta técnica es suficiente para alcanzar el nivel de ruido fotónico con un láser con menor ruido de fase, como el *PPCL* – 550 con $\Delta B = 10$ -15 kHz utilizado en la sección 4.1.

4.4.3. Propuestas alternativas para mejorar la resolución del demodulador

Además de los métodos propuestos e investigados arriba, parte de la finalidad de este trabajo es proponer maneras alternativas que puedan ser investigadas en el futuro para reducir el exceso de ruido de fase del láser demodulado con los cuales mejorar la resolución del demodulador. A continuación, en esta sección, se describen algunas de estas opciones.

En particular, podemos suponer que el uso de un divisor de haz polarizado en el esquema de detección balanceada permite aprovechar la propiedad de polarización de la luz para tener un arreglo experimental (figura 44), que resulta más sencillo que el de la figura 41. En éste, una modulación de fase de señal es introducida en una componente de polarización lineal para después ser demodulada al pasar el haz por la celda de volumen. Posteriormente, el divisor de haz polarizado separa las componentes lineales de polarización ortogonales entre sí y se detectan individualmente. Las fotocorrientes generadas por los fotodetectores pasan a ser restadas y enviadas a un analizador de espectros, en donde se esperarí observar el ruido total reducido al nivel del ruido fotónico con una señal a la frecuencia correspondiente de la modulación de fase aplicada.

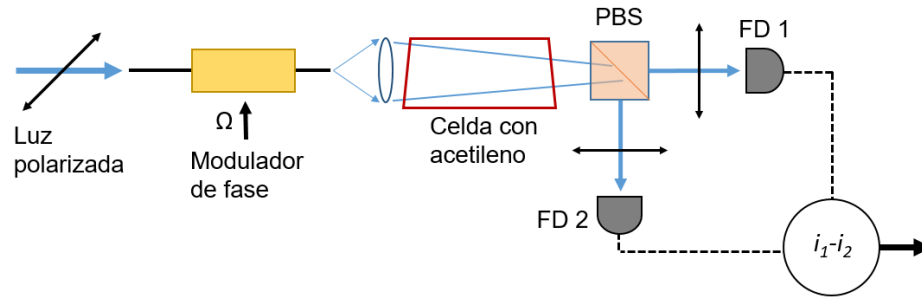


Figura 44. Esquema de detección balanceada mediante la separación de las componentes lineales de polarización, en donde la modulación de fase se aplica en una sola componente (PBS-divisor de haz polarizado).

Otra alternativa consiste en preparar inicialmente el haz láser con una rotación en sentido opuesto de la elipse de ruido como se presenta en la figura 45. Para realizar esto, el haz inicial sintonizado sobre una de las pendientes de la línea de absorción se envía a través de la celda demoduladora, lo que realiza una primera rotación de la elipse de ruido. Después, se aplica una modulación de fase de señal y con un modulador acusto-óptico la frecuencia del haz es desplazada por 500 MHz, con lo que el haz es sintonizado a la pendiente opuesta de la misma línea de absorción. Al pasar el haz por una segunda celda demoduladora (o la misma), la respuesta de la demodulación tiene signo opuesto a la primera, por lo que la elipse de ruido rota en sentido opuesto también, regresando a su estado inicial con menores fluctuaciones de intensidad. La modulación de fase informativa (introducida por el modulador de fase) es demodulada normalmente en esta configuración.

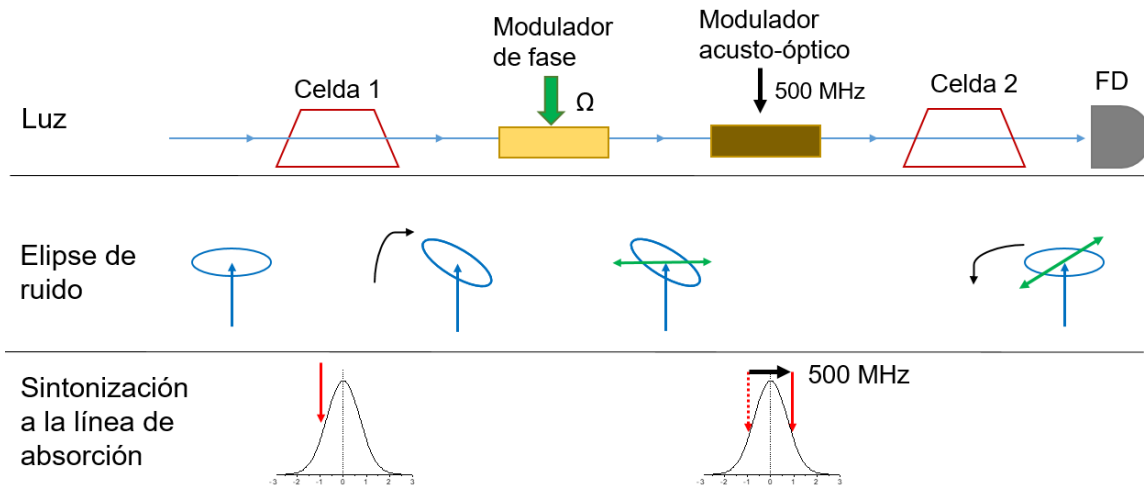


Figura 45. Esquema para la reducción del ruido en el demodulador mediante una previa rotación en sentido opuesto de la elipse de ruido del haz.

Las alternativas mencionadas hasta ahora, en principio permitirían mejorar la resolución del demodulador hasta el límite cuántico 'convencional' determinado por el ruido fotónico del de luz clásica coherente empleada (Fox, 2006). Una tercera propuesta consistiría en recurrir al uso de estados de luz no clásicos comprimidos (*squeezed light* en inglés) (Fox, 2006). A diferencia de otros sistemas interferométricos, la configuración experimental del demodulador aquí investigado es bastante simple, y es probablemente su principal ventaja. En particular, no tiene otra entrada para un haz de luz, como en un interferómetro convencional del tipo Mach-Zehnder, donde se pueda introducir un estado de vacío comprimido - ver figura 5(b). Sin embargo, esta misma simplicidad reduce las opciones a considerar para la aplicación de estados de luz cuánticos a dos: ya sea por una modificación en la luz incidente o en el medio absorbente (*spin-squeezing*).

Por ahora, se estima que la opción más viable sería utilizar los estados de luz comprimidos en amplitud-fase del haz incidente. La realización de esta técnica implicaría que el rango de frecuencias abarcado en la compresión del estado de luz incidente sea mayor al de la modulación de fase por adquirir. Para tener una reducción de ruido óptima, la compresión en amplitud del estado sería acompañada de una rotación opuesta al ángulo $\psi = \alpha_{max}L/4$ de la rotación de la elipse de ruido causada posteriormente por el demodulador - ver figura 46. Así, después de que la luz pasa por la celda demoduladora, la orientación de la componente de amplitud de la elipse de ruido será la misma que la tendría una compresión directa a la componente de amplitud. De esta manera se aseguraría una reducción máxima del ruido total a la salida y con ello una resolución del demodulador superior a la limitada por el ruido fotónico convencional.

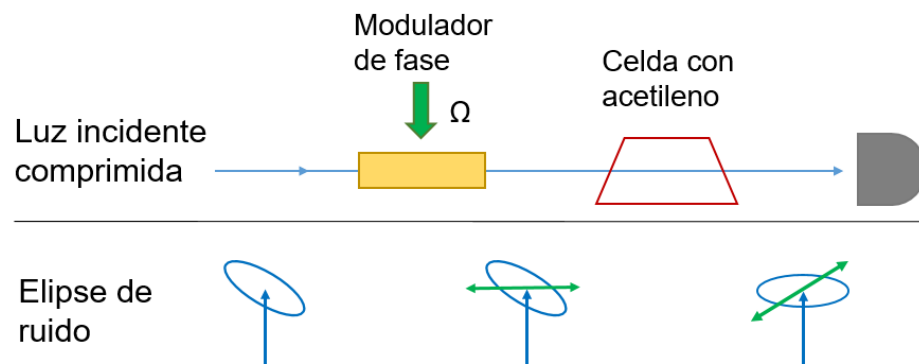


Figura 46. Esquema para la reducción del ruido en el demodulador mediante el uso de un estado comprimido de luz del haz incidente.

La elaboración detallada que implica el uso de estados de luz no-clásicos nos exige de un análisis teórico e investigación experimental más extensa sobre las consecuencias que tendrían su aplicación en la configuración experimental y cuáles serían las condiciones óptimas de operación: absorción máxima de la celda, sintonización en longitud de onda a la línea de absorción, potencia óptica promedio, etc. Por ejemplo, la pérdida óptica causada por la absorción del demodulador, que como se menciona en Boyd *et al.* (2008), ocasiona una reducción del grado de la compresión del estado cuántico. En este sentido cabe mencionar que en esta configuración la absorción ocurre en una región delgada del espectro alrededor de la línea de absorción utilizada, por lo que el grado de la compresión en las componentes de la luz afuera del rango de frecuencias abarcado por el FWHM de la línea no se vería considerablemente afectado. Además, la demostración experimental de esta configuración en sistemas de fibra de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF) rellenas con acetileno (Casillas *et al.*, 2019a), plantea trabajo a futuro para llevar las opciones aquí propuestas a sistemas completos de fibra óptica.

Vale la pena mencionar en este punto, algunas de las desventajas que presenta la configuración aquí investigada y que pueden ser mejoradas. Una de ellas es la alta frecuencia de corte, que queda determinada por el ancho espectral total de ≈ 500 MHz de la línea de absorción del acetileno. Naturalmente, el ancho queda a su vez determinado por el efecto Doppler, el cual puede ser reducido disminuyendo la temperatura en que se trabaja, pero los métodos para lograr esto pueden resultar contraproducentes en cuanto a las aplicaciones prácticas de la configuración. Otro problema que resalta es la necesidad de emplear celdas del gas que brinden absorbancias ópticas para un funcionamiento óptimo. Para esto se pueden utilizar celdas con presiones más altas del gas, sin embargo, se debe cuidar no incrementarlo en exceso para evitar un mayor ensanchamiento total de la línea.

Capítulo 5. Conclusiones finales

En este trabajo de tesis se investigó teórica y experimentalmente la resolución y fuentes de ruido de un interferómetro de auto-referencia para la detección de modulaciones de fase ópticas basado en el uso de líneas de absorción delgadas del acetileno (C_2H_2). El gas acetileno presenta un espectro de absorción con numerosas líneas estables ante cambios ambientales externos, que permite operar a temperatura ambiente y a longitudes de onda en el rango de las telecomunicaciones (1510-1540 nm), además de que no requiere altas potencias ópticas. En nuestro arreglo, la demodulación de las señales se hizo utilizando una celda de volumen con el gas, lo que también brinda como ventaja una alta capacidad de coleccionar luz.

A continuación, se presentan los principales resultados obtenidos en esta investigación:

1. Se ha desarrollado un sistema experimental con elementos de fibra óptica y de espacio libre para la interacción entre la luz y el gas acetileno en una celda de volumen comercial de 10 cm de longitud con una presión de gas de 4 Torr. Se trabajó a la longitud de onda de 1530.36 nm correspondiente a la línea de absorción P9 y con potencias ópticas de ~ 1 mW. Las modulaciones de fase empleadas tuvieron perfiles senoidales y rectangulares, abarcando el rango de frecuencias de 1-240 MHz. Los elementos críticos del sistema fueron caracterizados. Entre ellos, el láser semiconductor DFB centrado a 1530 nm y con un ancho de línea de 2 MHz, para el que se encontraron los parámetros de los controladores de corriente y temperatura a los que el láser emite a la longitud de onda de las líneas de absorción P7, P8, P9 y P10. Al sintonizar el láser al centro de la línea de absorción la transmitancia se reduce hasta el 40 %, lo que corresponde a una absorbancia óptica de 0.9.
2. La respuesta del demodulador de fase bajo investigación a modulaciones de fase fue caracterizada. Al sintonizar las pendientes de la línea de absorción la operación del demodulador fue lineal, mostrando una máxima respuesta en los centros de las pendientes (longitudes de onda a las que se ubica el ancho total a media altura), mientras que al sintonizar el centro de la línea la respuesta es cuadrática y de segundo armónico, con una disminución significativa en la amplitud de la

respuesta. La dependencia de la amplitud de respuesta lineal en función de la frecuencia de modulación presenta un comportamiento de filtro pasa-altas con una frecuencia de corte de 250 MHz, que queda determinada por la mitad del ancho total de la línea de absorción sintonizada (≈ 500 MHz). A su vez, la máxima profundidad de modulación en la salida fue de ≈ 0.5 .

3. En la investigación de los ruidos del demodulador al utilizar el láser con ancho de línea de 2 MHz se encontró que al sintonizar afuera de la línea de absorción a frecuencias de detección >300 MHz el ruido de intensidad inherente al láser se aproxima al nivel del ruido fotónico, i.e., el mínimo nivel de ruido posible de alcanzar con luz coherente clásica. Al sintonizar el láser al centro de la línea el perfil de ruido se asemeja al del ruido de intensidad del láser: un alto ruido a bajas frecuencias de observación, que disminuye conforme se acerca a la frecuencia de corte y se estabiliza a frecuencias mayores.
4. Se encontró que el ruido del demodulador bajo investigación depende altamente de la desintonía de la longitud de onda del centro de la línea de absorción, siendo mayor en los centros de las pendientes mostrándose ≈ 30 dB por encima del ruido fotónico a la frecuencia de 300 MHz. Este aumento en el ruido de salida se atribuye a la transformación efectiva del ruido de fase del láser en ruido de intensidad por parte de la celda de acetileno misma. Este ruido se ve influenciado por la función de transferencia del demodulador, que al compensarlo, la curva de ruido recupera el perfil espectral original del ruido de intensidad del láser.
5. La mínima amplitud de cambio de fase detectada por el demodulador (en su configuración sencilla) alcanzada con el láser con ancho de línea de 2 MHz y a un ancho de banda de observación de 1 MHz se evaluó como $\Delta\phi_{min} \approx 6.2 \times 10^{-7}$ rad/Hz^{1/2}, ≈ 41 veces peor que la resolución impuesta por el ruido fotónico evaluada teóricamente en ($\Delta\phi_{fot} \approx 1.5 \times 10^{-8}$ rad/Hz^{1/2}). En cambio, con el láser con menor ancho de línea, la amplitud mínima de cambio de fase detectada se disminuye a $\Delta\phi_{min} \approx 1.1 \times 10^{-7}$ rad/Hz^{1/2}, ≈ 7 veces peor que la resolución del ruido fotónico.
6. Usando la función *Math* del osciloscopio, se montó una configuración de detección balanceada para compensar el exceso de ruido de fase transformado en ruido de intensidad por el demodulador. Para el láser semiconductor DFB con ancho de

línea de 2 MHz, la resta de las dos señales producidas cuando los haces pasaron por la celda en direcciones opuestas, y al sintonizar las pendientes de la línea de absorción, redujo el ruido a valores entre 1.5-2 veces mayores que el valor evaluado para el nivel de ruido fotónico. Se espera que con el láser semiconductor de bajo ancho espectral, esta técnica nos permita alcanzar la resolución determinada por el nivel de ruido fotónico.

Los resultados principales de este trabajo se presentaron en los siguientes eventos:

1. Siegman International Summer School on Lasers (2020). Varsovia, Polonia (en línea)

Título: *Noise and resolution of self-reference interferometer based on the quantum memory of acetylene at 1530 nm (Póster).*

Autores: J. Diaz, S. Stepanov, N. Casillas-Rodríguez, M. Ocegueda-Miramontes, E. Hernández-Hernández.

2. Frontiers in Optics and Laser Science (2020). Washington D.C., Estados Unidos (en línea)

Título: *Noise and Resolution in Self-Reference Configuration for Detection of Optical Phase Modulation in Acetylene (Póster).*

Autores: J. Diaz, S. Stepanov, N. Casillas-Hernández, M. Ocegueda-Miramontes, E. Hernández-Hernández.

3. XLIII Congreso Nacional de Física. Morelia, Michoacán, México (en línea)

Título: *Ruidos y resolución de interferómetro de auto-referencia usando la memoria cuántica en moléculas de acetileno (Plática)*

Autores: J. Diaz, S. Stepanov, N. Casillas-Hernández, M. Ocegueda-Miramontes, E. Hernández-Hernández.

4. SPIE Photonics West 2021. San Francisco, California, Estados Unidos (en línea)

Título: *High-resolution phase demodulation at 1530 nm using low-pressure acetylene absorption lines (Plática invitada).*

Autores: J. Diaz, S. Stepanov*, N. Casillas-Rodríguez, M. Ocegueda-Miramontes, E. Hernández-Hernández.

* Autor de contacto

Los resultados presentados en la conferencia *Frontiers in Optics and Laser Science (2020)* fueron publicados como artículo en formato de resumen en las memorias de la conferencia, encontradas en la Librería Digital de Publicaciones de la OSA.

Los resultados presentados en la plática de *SPIE Photonics West 2021* fueron publicados como artículo en extenso en las memorias de la conferencia, encontradas en la Librería Digital de SPIE.

Literatura citada

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Abernathy, M. R., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Allen, B., Allocca, A., Altin, P. A., Anderson, S. B., Anderson, W. G., Arai, K., Arain, M. A., Araya, M. C., Arceneaux, C. C., Areeda, J. S., Arnaud, N., Arun, K. G., Ascenzi, S., Ashton, G., Ast, M., Aston, S. M., Astone, P., Aufmuth, P., Aulbert, C., Babak, S., Bacon, P., Bader, M. K., Baker, P. T., Baldaccini, F., Ballardin, G., Ballmer, S. W., Barayoga, J. C., Barclay, S. E., Barish, B. C., Barker, D., Barone, F., Barr, B., Barsotti, L., Barsuglia, M., Barta, D., Bartlett, J., Barton, M. A., Bartos, I., Bassiri, R., Basti, A., Batch, J. C., Baune, C., Bavigadda, V., Bazzan, M., Behnke, B., Bejger, M., Belczynski, C., Bell, A. S., Bell, C. J., Berger, B. K., Bergman, J., Bergmann, G., Berry, C. P., Bersanetti, D., Bertolini, A., Betzwieser, J., Bhagwat, S., Bhandare, R., Bilenko, I. A., Billingsley, G., Birch, J., Birney, R., Birnholtz, O., Biscans, S., Bisht, A., Bitossi, M., Biwer, C., Bizouard, M. A., Blackburn, J. K., Blair, C. D., Blair, D. G., Blair, R. M., Bloemen, S., Bock, O., Bodilya, T. P., Boer, M., Bogaert, G., Bogan, C., Bohe, A., Bojtos, P., Bond, C., Bondu, F., Bonnard, R., Boom, B. A., Bork, R., Boschi, V., Bose, S., Bouffanais, Y., Bozzi, A., Bradaschia, C., Brady, P. R., Braginsky, V. B., Branchesi, M., Brau, J. E., Briant, T., Brilliet, A., Brinkmann, M., Brisson, V., Brockill, P., Brooks, A. F., Brown, D. A., Brown, D. D., Brown, N. M., Buchanan, C. C., Buikema, A., Bulik, T., Bulten, H. J., Buonanno, A., Buskulic, D., Buy, C., Byer, R. L., Cabero, M., Cadonati, L., Cagnoli, G., Cahillane, C., Bustillo, J. C., Callister, T., Calloni, E., Camp, J. B., Cannon, K. C., Cao, J., Capano, C. D., Capocasa, E., Carbognani, F., Caride, S., Diaz, J. C., Casentini, C., Caudill, S., Cavaglià, M., Cavalier, F., Cavalieri, R., Cella, G., Cepeda, C. B., Baiardi, L. C., Cerretani, G., Cesarini, E., Chakraborty, R., Chalermongsak, T., Chamberlin, S. J., Chan, M., Chao, S., Charlton, P., Chassande-Mottin, E., Chen, H. Y., Chen, Y., Cheng, C., Chincarini, A., Chiummo, A., Cho, H. S., Cho, M., Chow, J. H., Christensen, N., Chu, Q., Chua, S., Chung, S., Ciani, G., Clara, F., Clark, J. A., Cleva, F., Coccia, E., Cohadon, P. F., Colla, A., Collette, C. G., Cominsky, L., Constancio, M., Conte, A., Conti, L., Cook, D., Corbitt, T. R., Cornish, N., Corsi, A., Cortese, S., Costa, C. A., Coughlin, M. W., Coughlin, S. B., Coulon, J. P., Countryman, S. T., Couvares, P., Cowan, E. E., Coward, D. M., Cowart, M. J., Coyne, D. C., Coyne, R., Craig, K., Creighton, J. D., Creighton, T. D., Cripe, J., Crowder, S. G., Cruise, A. M., Cumming, A., Cunningham, L., Cuoco, E., Canton, T. D., Danilishin, S. L., D'Antonio, S., Danzmann, K., Darman, N. S., Da Silva Costa, C. F., Dattilo, V., Dave, I., Daveloza, H. P., Davier, M., Davies, G. S., Daw, E. J., Day, R., De, S., Debra, D., Debreczeni, G., Degallaix, J., De Laurentis, M., Deléglise, S., Del Pozzo, W., Denker, T., Dent, T., Dereli, H., Dergachev, V., Derosa, R. T., De Rosa, R., Desalvo, R., Dhurandhar, S., Díaz, M. C., Di Fiore, L., Di Giovanni, M., Di Lieto, A., Di Pace, S., Di Palma, I., Di Virgilio, A., Dojcinoski, G., Dolique, V., Donovan, F., Dooley, K. L., Doravari, S., Douglas, R., Downes, T. P., Drago, M., Drever, R. W., Driggers, J. C., Du, Z., Ducrot, M., Dwyer, S. E., Edo, T. B., Edwards, M. C., Effler, A., Eggenstein, H. B., Ehrens, P., Eichholz, J., Eikenberry, S. S., Engels, W., Essick, R. C., Etzel, T., Evans, M., Evans, T. M., Everett, R., Factourovich, M., Fafone, V., Fair, H., Fairhurst, S., Fan, X., Fang, Q., Farinon, S., Farr, B., Farr, W. M., Favata, M., Fays, M., Fehrmann, H., Fejer, M. M., Feldbaum, D., Ferrante, I., Ferreira, E. C., Ferrini, F., Fidecaro, F., Finn, L. S., Fiori, I., Fiorucci, D., Fisher, R. P., Flaminio, R., Fletcher, M., Fong, H., Fournier, J. D., Franco, S., Frasca, S., Frasconi, F., Frede, M., Frei, Z., Freise, A., Frey, R., Frey, V., Fricke, T. T., Fritschel, P., Frolov, V. V., Fulda, P., Fyffe, M., Gabbard, H. A., Gair, J. R., Gammaitoni, L., Gaonkar, S. G., Garufi, F., Gatto, A., Gaur, G., Gehrels, N., Gemme, G., Gendre, B., Genin, E., Gennai, A., George, J., Gergely, L., Germain, V., Ghosh, A., Ghosh, A.,

- Ghosh, S., Giaime, J. A., Giardina, K. D., Giazotto, A., Gill, K., Glaefke, A., Gleason, J. R., Goetz, E., Goetz, R., Gondan, L., González, G., Castro, J. M., Gopakumar, A., Gordon, N. A., Gorodetsky, M. L., Gossan, S. E., Gosselin, M., Gouaty, R., Graef, C., Graff, P. B., Granata, M., Grant, A., Gras, S., Gray, C., Greco, G., Green, A. C., Greenhalgh, R. J., Groot, P., Grote, H., Grunewald, S., Guidi, G. M., Guo, X., Gupta, A., Gupta, M. K., Gushwa, K. E., Gustafson, E. K., Gustafson, R., Hacker, J. J., Hall, B. R., Hall, E. D., Ha (2016). Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical Review Letters*, **116**(6): 1–16.
- Abolbashari, M. (2014). Interferometric Measurement: Principles and Techniques. En: J. L. Santos y F. Farahi (eds.), *Handbook of Optical Sensors*. CRC Press/Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, capítulo 5, pp. 111–144.
- Agrawal, G. (2002). *Fiber-Optic Communications Systems*. John Wiley & Sons, Inc., tercera edición. New York, p. 626.
- Bachor, H.-A. y Ralph, T. C. (2019). *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, Vol. 53. Wiley-VCH Verlag, tercera edición. Weinheim, Germany, p. 1699.
- Barrow, G. M. (1962). *Introduction to Molecular Spectroscopy*. McGraw-Hill. New York, p. 318.
- Blouin, A., Padioleau, C., Néron, C., Lévesque, D., y Monchalín, J. P. (2007). Differential confocal fabry-perot for the optical detection of ultrasound. *AIP Conference Proceedings*, **894**: 193–200.
- Boyd, R. W., Agarwal, G. S., Clifford Chan, K. W., Jha, A. K., y O’Sullivan, M. N. (2008). Propagation of quantum states of light through absorbing and amplifying media. *Optics Communications*, **281**(14): 3732–3738.
- Bruce, S. D., Higinbotham, J., Marshall, I., y Beswick, P. H. (2000). An Analytical Derivation of a Popular Approximation of the Voigt Function for Quantification of NMR Spectra. *Journal of Magnetic Resonance*, **142**(1): 57–63.
- Cand, A., Monchalín, J. P., y Jia, X. (1994). Detection of in-plane and out-of-plane ultrasonic displacements by a two-channel confocal Fabry-Perot interferometer. *Applied Physics Letters*, **64**(4): 414–416.
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., y Hernandez, E. (2019a). Utilizing phase memory of a two-level quantum system for adaptive homodyne detection of optical phase modulation. *Journal of Optics (United Kingdom)*, **21**(4).
- Casillas, N., Stepanov, S., Ocegueda, M., y Hernández, E. (2019b). Self-referencing mW-scale detection of sub-ns optical phase modulation in acetylene at 1530 nm. *Applied Optics*, **58**(24): 6495.
- Chowdhury, D., Nakazawa, M., Sigrist, M. W., Weber, H., y Bjarklev, A. (2010). *Optical and Fiber Communications Reports*.
- Choy, M. M., Gimlett, J. L., Welter, R., Kazovsky, L. G., y Cheung, N. K. (1987). Interferometric conversion of laser phase noise to intensity noise by single-mode fibre-optic components. *Electronics Letters*, **23**(21): 1151–1152.

- Cranch, G. A. (2014). Fiber-Optic Sensor Multiplexing Principles. En: J. L. Santos y F. Farahi (eds.), *Handbook of Optical Sensors*. CRC Press/Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, capítulo 15, pp. 379–456.
- Davis, E., Bentsen, G., y Schleier-Smith, M. (2016). Approaching the Heisenberg Limit without Single-Particle Detection. *Physical Review Letters*, **116**(5): 1–5.
- de Labachellerie, M., Nakagawa, K., y Ohtsu, M. (1994). Ultranarrow $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ saturated-absorption lines at $15\ \mu\text{m}$. *Optics Letters*, **19**(11): 840.
- Demtröder, W. (2014). *Laser spectroscopy*, Vol. 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, quinta edición. pp. 1–496.
- Dewhurst, R. J. y Shan, Q. (1994). Modelling of confocal Fabry-Perot interferometers for the measurement of ultrasound. *Measurement Science and Technology*, **5**(6): 655–662.
- Dewhurst, R. J. y Shan, Q. (1999). Optical remote measurement of ultrasound. *Measurement Science and Technology*, **10**(11).
- Diaz, J., Stepanov, S. I., Casillas, N., Ocegueda, M., Hernandez, E., Lebedev, V. V., Agruzov, P. M., y Shamray, A. V. (2021). High-resolution phase demodulation at 1530 nm using low-pressure acetylene absorption lines. (March): 63.
- Feng, S. (2012). Balanced-heterodyne detection of optical squeezing. *Proceedings of SPIE, Quantum and Nonlinear Optics II*, **8554**: 855403.
- Fox, M. (2006). *Quantum Optics: An Introduction*. New York.
- Gilbert, S. L. y Swann, W. C. (1998). Standard Reference Materials : Acetylene $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ absorption reference for 1510 nm to 1540 nm wavelength calibration - SRM 2517a.
- Hall, T. J., Fiddy, M. A., y Ner, M. S. (1980). Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry. *Optics Letters*, **5**(8): 485–487.
- Hariharan, P. (2007). *Basics of Interferometry*. Academic Press Inc., segunda edición. Boston, Massachusetts, p. 226.
- Hasinoff, S. (2012). Photon, Poisson Noise. En: K. Ikeuchi (ed.), *Encyclopedia of Computer Vision*, Vol. 34. Springer, Boston, Massachusetts, p. 14.
- Henry, C. H. (1982). Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**(2): 259–264.
- Hollas, J. M. (2004). *Modern Spectroscopy*. John Wiley & Sons, Inc., cuarta edición. p. 452.
- Hosten, O., Engelsens, N. J., Krishnakumar, R., y Kasevich, M. A. (2016). Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms. *Nature*, **529**(7587): 505–508.
- Hui, R. y O’Sullivan, M. (2009). *Fundamentals of Optical Devices*. pp. 1–128.
- Jackson, D. A., Priest, R., Dandridge, A., y Tveten, A. B. (1980). Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber. *Applied Optics*, **19**(17): 2926.

- Jayet, B., Huignard, J.-P., y Ramaz, F. (2017). Refractive index and gain grating in Nd:YVO₄: application to speckle vibrometry and photoacoustic detection. *Optics Letters*, **42**(4): 695.
- Kamshilin, A. A., Romashko, R. V., y Kulchin, Y. N. (2009). Adaptive interferometry with photorefractive crystals. *Journal of Applied Physics*, **105**(3).
- Kirkendall, C. K. y Dandridge, A. (2004). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**(18).
- Kolegov, A. A., Shandarov, S. M., Simonova, G. V., Kabanova, L. A., Burimov, N. I., Shmakov, S. S., Bykov, V. I., y Kargin, Y. F. (2011). Adaptive interferometry based on dynamic reflective holograms in cubic photorefractive crystals. *Quantum Electronics*, **41**(9): 847–852.
- Lee, B. H., Kim, Y. H., Park, K. S., Eom, J. B., Kim, M. J., Rho, B. S., y Choi, H. Y. (2012). Interferometric fiber optic sensors. *Sensors*, **12**(3): 2467–2486.
- Li, Y., Hemmer, P., Kim, C., Zhang, H., y Wang, L. V. (2008). Detection of ultrasound-modulated diffuse photons using spectral-hole burning. *Optics Express*, **16**(19): 14862–14874.
- Ma, J., Wang, X., Sun, C. P., y Nori, F. (2011). Quantum spin squeezing. *Physics Reports*, **509**(2-3): 89–165.
- Macpherson, W. N. (2014). Point Sensors. En: J. L. Santos y F. Farahi (eds.), *Handbook of Optical Sensors*. CRC Press/Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, capítulo 14, pp. 12–1–12–14.
- Malacara, D. (2007). *Optical Shop Testing*. John Wiley & Sons, Inc. New York.
- Mehmet, M., Ast, S., Eberle, T., Steinlechner, S., Vahlbruch, H., y Schnabel, R. (2011). Squeezed light at 1550 nm with a quantum noise reduction of 12.3 dB. *Optics Express*, **19**(25): 25763.
- Milloni, P. W. y Eberly, J. H. (2010). *Laser Physics*. John Wiley & Sons, Inc. New Jersey, p. 830.
- Monchalín, J. P., Héon, R., Bouchard, P., y Padióleau, C. (1989). Broadband optical detection of ultrasound by optical sideband stripping with a confocal Fabry-Perot. *Applied Physics Letters*, **55**(16): 1612–1614.
- Newkirk, M. A. y Vahala, K. J. (1991). Amplitude-Phase Decorrelation: A Method for Reducing Intensity Noise in Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**(1): 13–22.
- Newkirk, M. A. y Vahala, K. J. (1992). Large (14.5 dB) reduction of intensity noise from a semiconductor laser by amplitude-phase decorrelation. *Applied Physics Letters*, **60**(11): 1289–1291.
- Nolte, D. D. (2012). *Optical Interferometry for Biology and Medicine*. Springer-Verlag. New York, p. 354.
- Ocegueda Miramontes, M. (2015). *Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno*. Tesis de doctorado, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

- Pal, B. P. (2014). Optical Waveguide Sensors. En: J. L. Santos y F. Farahi (eds.), *Handbook of Optical Sensors*. CRC Press/Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, pp. 32–55.
- Paschotta, R. (s.f.). Balanced Photodetection. Consultado el 10 de octubre de 2020, de: https://www.rp-photonics.com/balanced_photodetection.html
- Pässler, P., Hefner, W., Buckl, K., Meinass, H., Meiswinkel, A., Wernicke, H.-J., Ebersberg, G., Müleler, R., Bässler, J., Behringer, H., y Mayer, D. (2011). Acetylene. En: *Ullman's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, Vol. 1. pp. 277–326.
- Petrov, M. P., Stepanov, S. I., y Khomenko, A. V. (1991). *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*. Springer-Verlag. Berlin, p. 277.
- Plick, W. N., Dowling, J. P., y Agarwal, G. S. (2010). Coherent-light-boosted, sub-shot noise, quantum interferometry. *New Journal of Physics*, **12**.
- Rajbenbach, H. y Huignard, J.-P. (1991). How Can Photorefractives Be Used. En: J. W. Goodman (ed.), *International Trends in Optics*. Academic Press Inc., Boston, Massachusetts, capítulo 8, pp. 111–124.
- Saleh, B. y Teich, M. (2007). *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience, segunda edición. Hoboken, Nueva Jersey, p. 1117.
- Schaumann, R. y Van Valkenburg, M. (2001). *Design of Analog Filters*. Oxford University Press. New York.
- Schleier-Smith, M. H., Leroux, I. D., y Vuletić, V. (2010). States of an ensemble of two-level atoms with reduced quantum uncertainty. *Physical Review Letters*, **104**(7).
- Shan, Q., Bradford, A. S., y Dewhurst, R. J. (1998). New field formulas for the Fabry-Pérot interferometer and their application to ultrasound detection. *Measurement Science and Technology*, **9**(1): 24–37.
- Steinfeld, J. I. (1978). *Laser and Coherence Spectroscopy*. Plenum Press. New York, p. 530.
- Stepanov, S. (1991). Adaptive Interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals. En: J. W. Goodman (ed.), *International Trends in Optics*. Academic Press Inc., Boston, Massachusetts, capítulo 9, p. 525.
- Stepanov, S., Sánchez, M. P., y Hernández, E. H. (2016). Noise in adaptive interferometric fiber sensor based on population dynamic grating in erbium-doped fiber. *Applied Optics*, **55**(26): 7324.
- Svanberg, S. (2004). *Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications*. Springer-Verlag, cuarta edición. Berlin, p. 588.
- Swann, W. C. y Gilbert, S. L. (2000). Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *Journal of the Optical Society of America B*, **17**(7): 1263.
- Takiguchi, M., Yoshikawa, Y., Yamamoto, T., Nakayama, K., y Kuga, T. (2011). Saturated absorption spectroscopy of acetylene molecules with an optical nanofiber. *Optics Letters*, **36**(7): 1254.

- Tay, J. W., Ledingham, P. M., y Longdell, J. J. (2010). Coherent optical ultrasound detection with rare-earth ion dopants. *Applied Optics*, **49**(23): 4331–4334.
- Thapa, R. (2005). *Doppler-free spectroscopy of acetylene in near infrared spectral region inside photonic band gap fiber*. Tesis de doctorado, Kansas State University.
- Thorlabs. (s.f.). Free-Space EO Modulators. Consultado el 7 de marzo de 2021, de https://www.thorlabs.com/images/TabImages/Free-Space_EO_Modulator_Lab_Facts.pdf
- Vahala, K. J. y Newkirk, M. A. (1990). Intensity noise reduction in semiconductor lasers by amplitude-phase decorrelation. *Applied Physics Letters*, **57**(10): 974–976.
- Vázquez, C. (2014). Intensity Measurements. En: J. L. Santos y F. Farahi (eds.), *Handbook of Optical Sensors*. CRC Press/Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, capítulo 4, pp. 79–109.
- Wu, L.-A., Kimble, H. J., Hall, J. L., y Wu, H. (1986). Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion. *Physical Review Letters*, **57**(November): 2520.
- Yariv, A., Kitching, J. E., y Shevy, Y. (1995). Semiconductor laser quantum noise limits. *Laser Frequency Stabilization and Noise Reduction*, **2378**(April 1995): 2.