



**INAOE**

# **Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica**

## **Detección y Medición de Campos Eléctricos Utilizando Retardadores Electroópticos en Tecnología de Óptica Integrada**

por

**M. C. Raúl Ochoa Valiente**

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de **Doctor en Ciencias en la Especialidad de Óptica** en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Supervisada por:

**Dr. Celso Gutiérrez Martínez**

Tonanzintla Puebla, México

Junio 2010



## Agradecimientos

En este trabajo quisiera agradecer a las siguientes personas y entidades

- Al pueblo de México, que a través del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) proporcionó los medios económicos para mi manutención y de mi familia.
- Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), que a través de su planta académica e instalaciones me permitieron adquirir conocimientos y desarrollar este trabajo.
- Al Dr. Celso Gutiérrez Martínez, por haber dirigido, asesorado y corregido el presente trabajo. Agradezco también la infinita paciencia para hacerlo.
- A los Doctores Alejandro Cornejo Rodríguez, Félix J. Aguilar Valdés, Apolo Zeus Escudero Uribe, Joel Santos Aguilar y Gabriel Martínez Niconoff por aceptar revisar y calificar este trabajo.
- Al departamento de Óptica del INAOE, en especial al Dr. Sergio Vázquez y Montiel por su apoyo para la realización y presentación de los trabajos derivados.
- A los doctores Rubén Ramos, Julio César Ramírez, Carlos Treviño y Omar López por su apoyo, comentarios y sugerencias para este trabajo.
- Al departamento de Coordinación Docente del INAOE, dirigido por el Dr. Roberto S. Murphy, por su apoyo para la presentación de trabajos en congresos.

# Dedicatoria

Quisiera dedicar este trabajo a:

- **Dios**, por su infinita bondad, por todo lo que me ha dado y por todo lo que me ha permitido hacer
- Mi esposa, **Guille**, mis hijas **Fátima** y **Karime**. Son la mayor bendición que **Dios** me ha dado. Su amor y compañía ilumina y da sentido a mi vida. Las amo tanto y agradezco su infinita paciencia y todo lo que han tenido que soportar.
- A mi madre **Rosa Luvia**, por su infinito amor y perseverancia, a mi padre **Everardo**, por su amor y su ejemplo.
- A mi hermana **Karina** y **Pepe**, a **José, Raúl Alejandro** y **Ana Karen**, por su apoyo y cariño.
- A mis suegros, **Don Javier y Doña Tere**, a **Tere y Bruce**, a **Elisa, Jessica y Russell**, por todo el apoyo, amor y cariño brindado.
- A mis tíos **Carlos, Victoria, Reina, Aurea, Julio** y primos **Carlos, Raúl, Gabriela, Marcela, Carlos, Sonia Odette, José Martín Augusto, Patricia, Lidia, Rosa y Julio**, y as sus familias (requeriría otra hoja más, pero están incluidos todos mis sobrinos) con mucho cariño. En especial, quiero agradecer a mi primos **Fernando y Loana** por la gran ayuda brindada al final de este trabajo
- A mis tíos y familia de Tapachula, **Fam. Rodriguez Valiente y Fam. de La Torre Valiente**.
- A mis grandes amigos: **Pedro Moreno, Arturo Medina, Alejandro Ramos, Gustavo Martínez, Jaime Vargas, Carlos Cossío, Carlos Treviño, Omar López, Guillermo Fernández, Zeus Escudero, Carlos Ortiz, Gerard Franz, Nikté Arenas, Luis Escandón**, mi compadre **Marcos Sánchez y familia** por amistad incondicional a lo largo de mi vida.
- A todo el personal del INAOE, en especial a **Jorge Fernández, Liliana Perea, Adriana Tecuatl, Trinidad Cielo, Jorge Cielo, Israel Tecuatl, Jose Luis Toxqui Sixto Cedillo, Francisco Tecuatl, Gustavo Mani, Eugenio Martínez, Fidel Perez, Magdaleno Mani, Monica Maldonado, Raquel Izmoyotl, Edith Palacios, Eicela Huepa, Patricia Sanpedro, Victor Cortés, Juan Fajardo, Rocío Rodas, Esther Montes, Guadalupe Coyotl, Guadalupe Rivera, Jorge Ibarra, Alfonso Benítez, Marco A. Ortiz** porque siempre me tendieron una mano amistosa, una sonrisa, así como su ayuda.
- A los profesores que han influido tanto en mi vida, **Rodrigo Peral, Mario Marmolejo, Carlos Hernández, Alfonso Ferriz**, un ejemplo que persiste.

Personalmente, deseo no olvidar a nadie a quién tenga que agradecer y dedicar. La vida da mucho, y más hay que dar.

“...y sin embargo se mueve” -Galileo Galilei

“...y sin embargo, se movió” - Raúl 8a V.

Llegó el caminante al final de su camino.

Su camino había sido fatigoso, lleno de quebrantos. A su paso encontró la tempestad; padeció fríos de hielo y soles como de plomo derretido. Cruzó ríos, atravesó desiertos, se perdió a veces en la maraña de los bosques...

Pero llegó el caminante a su destino.

Le preguntó alguien:

-¿En qué momento supiste que ibas a llegar?

Respondió el caminante:

-Cuando me decidí a dar el primer paso.

Anónimo.

# Resumen

El trabajo de tesis presenta el desarrollo experimental de un sistema optoelectrónico para el sensado de campos eléctricos intensos utilizando tecnología de óptica integrada en cristales de niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ).

Se realiza el análisis teórico de modulación por intensidad y coherencia con un interferómetro de polarización, para lo cual se utilizan fuentes luminosas de alta y baja coherencia.

Se presentan los resultados obtenidos.



# Abstract

The thesis work presents the experimental development of an optoelectronic system for sensing high intensity electric fields using integrated optics technology based on lithium niobate crystals. (LiNbO<sub>3</sub>).

The theoretical analysis of intensity and coherence modulation with a polarization interferometer is done in this work, for such purposes high and low coherence optical light sources are used.

The obtained results are presented.





# Índice general

<i>Resumen</i>	<b>1</b>
<i>Abstract</i>	<b>3</b>
<i>Índice de figuras</i>	<b>9</b>
<i>Índice de tablas</i>	<b>15</b>
<b>Capítulo 1. Introducción</b>	<b>17</b>
<b>1.1 Técnicas para la detección de campos eléctricos</b>	<b>17</b>
1.1.1 Antenas	18
1.1.2 Puntas de prueba	19
1.1.3 Medidores de campo comerciales	20
1.1.4 Medidores de campo eléctrico estático tipo obturador	22
1.1.5 Sensores electrónicos para medición de campo eléctrico	24
1.1.6 Sensores de Niobato de litio	25
<b>1.2 Objetivo</b>	<b>27</b>
<b>1.3 Justificación de la tesis</b>	<b>28</b>
<b>1.4 Organización de la tesis.</b>	<b>28</b>
<b>Referencias</b>	<b>31</b>
<b>Capítulo 2. Componentes esenciales de un sistema optoelectrónico</b>	<b>33</b>
<b>2.1 Introducción</b>	<b>33</b>
<b>2.2 Fuentes Ópticas</b>	<b>33</b>
2.2.1 Diodo semiconductor	37
2.2.2 Diodo emisor de luz	43

2.2.3 Diodo láser.	44
2.2.4 Diodo superluminiscente (DSL)	51
<b>2.3 Fibras ópticas</b>	<b>53</b>
<b>2.4 Fotodetectores</b>	<b>64</b>
2.4.1 Diodo avalancha	65
2.4.2 Diodo <i>pin</i>	66
2.4.3 Ruido en el diodo <i>pin</i>	71
<b>Conclusiones</b>	<b>78</b>
<b>Referencias</b>	<b>81</b>
<b>Capítulo 3. Propiedades estadísticas de la luz e interferometría de haces luminosos</b>	<b>83</b>
<b>3.1 Introducción</b>	<b>83</b>
<b>3.2 Propiedades de la luz y fuentes ópticas</b>	<b>84</b>
3.2.1 Intensidad óptica	84
3.2.2 Función de autocorrelación.	85
3.2.3 Densidad Espectral de Potencia	86
<b>3.3 Interferómetro de Michelson</b>	<b>100</b>
<b>3.4 Interferómetro de polarización.</b>	<b>105</b>
<b>3.5 Efecto electroóptico en cristales de niobato de litio</b>	<b>108</b>
<b>3.6 Modulación de intensidad luminosa con el interferómetro de polarización usando cristales electroópticos.</b>	<b>114</b>
<b>3.7 Generación de retardos ópticos</b>	<b>117</b>
<b>Conclusiones</b>	<b>120</b>

<b>Referencias</b>	<b>123</b>
<b>Capítulo 4. Medición de coherencia y correlación ópticas</b>	<b>125</b>
<b>4.1 Introducción</b>	<b>125</b>
<b>4.2 Modelos de medición de retardos ópticos.</b>	<b>125</b>
<b>4.3 Montaje experimental para la medición de retardos ópticos.</b>	<b>127</b>
<b>4.4 Medición de retardos ópticos.</b>	<b>133</b>
4.4.1 Ajuste de la velocidad del motor de desplazamiento del interferómetro de Michelson.	140
<b>Conclusiones</b>	<b>151</b>
<b>Referencias</b>	<b>153</b>
<b>Capítulo 5. Sensores electroópticos de campo eléctrico</b>	<b>155</b>
<b>5.1 Introducción</b>	<b>155</b>
<b>5.2 Sensor electroóptico basado en el interferómetro de polarización</b>	<b>155</b>
<b>5.3. Modulación en intensidad</b>	<b>157</b>
5.3.1 Esquema experimental	157
5.3.2. Caracterización dinámica	167
<b>5.4 Modulación en coherencia</b>	<b>172</b>
5.4.1 Esquema experimental con dos cristales	174
5.4.2. Medición del retardo óptico	175
<b>5.5 Configuración experimental de un esquema sensor de campo eléctrico</b>	<b>178</b>
5.5.1 Sensor de campo eléctrico utilizando modulación de intensidad	178
5.5.2 Sensor de campo eléctrico basado en modulación de coherencia.	182
<b>Conclusiones</b>	<b>185</b>

<i>Referencias</i> _____	<b>187</b>
<i>Conclusiones generales</i> _____	<b>189</b>
<i>Trabajo a futuro</i> _____	<b>191</b>
<i>Artículos publicados</i> _____	<b>193</b>
<i>Apéndice A. Mediciones de señal cuadrada.</i> _____	<b>195</b>
<i>Apéndice B. Mediciones de calibración de interferómetro de Michelson y retardos ópticos</i> _____	<b>201</b>
<i>Apendice C. Mediciones del esquema de modulación por coherencia</i> _____	<b>207</b>

# Índice de figuras

<i>Figura 1.1 Puntas de prueba comerciales (a) esférica, (b) cúbica y placas paralelas.</i>	20
<i>Figura 1.2 Analizador de campo eléctrico PCE-EM 29.</i>	21
<i>Figura 1.3. Detector TriField Meter, para detección de campos eléctricos y magnéticos.</i>	22
<i>Figura 1.4 Medidores de campo eléctrico estático de obturador (a) EFS 1000 de Mission Instruments, (b) CS110 de Campbell Scientific Inc.</i>	23
<i>Figura 1.5 Sensor de campo eléctrico de placas paralelas con diodo Schottky.</i>	24
<i>Figura 1.6. Sensor de campo eléctrico fabricado con técnicas de micromaquinado.</i>	25
<i>Figura 1.7. Arreglo óptico y fotografía de la punta de prueba para medición simultánea de campo eléctrico y magnético. (a) Arreglo óptico para la medición. (b) Fotografía de la punta de prueba. (c) Distribución de los campos eléctricos y magnéticos.</i>	26
<i>Figura 2.1 Onda electromagnética. Campo eléctrico (negro), campo magnético (rojo).</i>	34
<i>Figura 2.2. Excitación de un material (a) Absorción de la energía de un fotón, (b) Material excitado.</i>	36
<i>Figura 2.3 Emisión espontánea, (a) Material excitado, (b) Recombinación y emisión de fotones.</i>	36
<i>Figura 2.4. Emisión estimulada (a) Incidencia de un fotón, (b) Emisión.</i>	37
<i>Figura 2.5. Formación de bandas de energía en el silicio</i>	39
<i>Figura 2.6. Bandas de energía y nivel de Fermi (a) semiconductor intrínseco. (b) tipo p. (c) tipo n.</i>	39
<i>Figura 2.7. Región de carga espacial y bandas de energía de la unión pn.</i>	40
<i>Figura 2.8. Unión pn en polarización directa (<math>V_F &gt; 0</math>).</i>	41
<i>Figura 2.9. Relación voltaje corriente en la unión pn.</i>	42
<i>Figura 2.10 Unión pn bajo polarización inversa.</i>	42
<i>Figura 2.11 Emisión de fotones en un diodo emisor de luz.</i>	44
<i>Figura 2.12. Inversión de población en un esquema de tres niveles de energía (a) Bombeo (b) Decaimiento, (c) Emisión.</i>	46
<i>Figura 2.13. Unión pn degenerada (a) Bandas de energía, (b) Polarización directa y emisión de fotones (1) Bombeo, (2) Decaimiento e inversión de población (3), Emisión espontánea.</i>	47
<i>Figura 2.14 Cavity reflectante de un diodo láser.</i>	49
<i>Figura 2.15 Densidad espectral de potencia relativa de dos diodos superluminiscentes: en rojo, un DSL tipo bulk, y en azul un DSL de pozo cuántico (QW).</i>	52
<i>Figura 2.16. Ley de Snell. (a) Refracción de un rayo incidente. (b) Ángulo crítico.</i>	54
<i>Figura 2.17. Ángulo crítico entre una interfaz con <math>n_i &gt; n_t</math>.</i>	54
<i>Figura 2.18 Evaluación de la función <math>f(\Delta\theta)</math> para distintos cocientes de índices de refracción.</i>	57

<i>Figura 2.19. Reflexión total interna entre dos medios con diferentes índices de refracción y <math>n_i &gt; n_r</math>.</i>	58
<i>Figura 2.20. Esquema de una fibra óptica.</i>	58
<i>Figura 2.21. Fibras ópticas: (a) Fibra multimodo con variación de índice abrupto. (b) Fibra multimodo con variación de índice gradual. (c) Fibra monomodo, con variación de índice abrupta.</i>	60
<i>Figura 2.22. Dispersión material en la fibra óptica monomodo.</i>	62
<i>Figura 2.23 Atenuación en fibras ópticas para distintas longitudes de onda.</i>	63
<i>Figura 2.24 Esquema de una fibra conservadora de polarización tipo Panda.</i>	64
<i>Figura 2.25 Esquema de funcionamiento de un diodo Avalancha. (1). Absorción y generación de pares electrón-hueco. (2) Aceleración de electrones y huecos generados y creación de nuevos pares electrón-hueco (3).</i>	65
<i>Figura 2.26. Diodo pin. Esquema de conexión y diagrama de bandas de energía. Se muestra el efecto de los fotones incidentes para la generación de pares electrón-hueco.</i>	66
<i>Figura 2.27 Coeficientes de absorción para diversos materiales utilizados para diodos pin.</i>	68
<i>Figura 2.28 Modelo del diodo pin en corriente alterna (AC): (a) Conexión, (b) Modelo equivalente de AC, (c) Equivalente de Thevenin-Norton.</i>	69
<i>Figura 2.29 Simulación de la potencia relativa de los ruidos para las condiciones de la tabla 2.2</i>	74
<i>Figura 2.30. Simulación de la relación señal a ruido para el fotodetector.</i>	75
<i>Figura 2.31 Simulación del ruido en el fotodetector con las condiciones de la tabla 2.3.</i>	76
<i>Figura 2.32 Relación Señal a ruido del fotodetector.</i>	76
<i>Figura 3.1. Densidad Espectral de potencia de una fuente monocromática.</i>	87
<i>Figura 3.2. Densidad Espectral de potencia de una fuente monocromática.</i>	88
<i>Figura 3.3 Función de autocorrelación de fuente monocromática.</i>	88
<i>Figura 3.4 Densidad espectral <math>S(\lambda)</math> de una fuente gaussiana.</i>	90
<i>Figura 3.5 Función de autocorrelación de fuente gaussiana.</i>	92
<i>Figura 3.6 Densidad espectral de potencia de una fuente luminosa con perfil lorentziano.</i>	94
<i>Figura 3.7. Función de autocorrelación de una fuente lorentziana.</i>	95
<i>Figura 3.8 Densidad espectral de potencia de una fuente multimodo con envolvente gaussiano.</i>	98
<i>Figura 3.9. Función de autocorrelación de la fuente multimodo</i>	99
<i>Figura 3.10 Esquema del interferómetro de Michelson</i>	101
<i>Figura 3.11 Simulación de franjas de interferencia de un interferómetro de Michelson, <math>\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}</math>.</i>	103
<i>Figura 3.12 Interferograma de (a) fuente láser cuasimonocromático y (b) un diodo superluminiscente.</i>	105

<i>Figura 3.13 Esquema de un retardador a base de un cristal birrefringente situado entre dos polarizadores cruzados.</i>	106
<i>Figura 3.14, Elipsoide de índices de refracción de materiales electroópticos.</i>	109
<i>Figura 3.15 Cambio en los índices de refracción del niobato de litio en función del campo eléctrico aplicado.</i>	112
<i>Figura 3.16. Índices de refracción del niobato de litio en función de la longitud de onda.</i>	113
<i>Figura 3.17 Función de transferencia óptica</i>	116
<i>Figura 3.18 Detección de una fuente de baja coherencia con la inclusión de un retardo óptico.</i>	118
<i>Figura 3.19 Región lineal de detección.</i>	120
<i>Figura 4.1 Modelo propuesto para la medición de retardos ópticos utilizando modulación en coherencia.</i>	126
<i>Figura 4.2. Medición experimental de retardos ópticos.</i>	128
<i>Figura 4.3 Interferograma de un láser multimodo.</i>	130
<i>Figura 4.4. Adquisición de señal para el diodo superluminiscente y fibra birrefringente de 987 mm.</i>	134
<i>Figura 4.5 Respuesta en frecuencia del filtro pasa altas digital.</i>	135
<i>Figura 4.6. Datos obtenidos con el componente de DC eliminado. (a) Señal adquirida sin componente de DC. (b). Componentes en frecuencia de la señal.</i>	135
<i>Figura 4.7. Valor absoluto de la señal adquirida (a) valor absoluto de la señal, (b) Componentes en frecuencia de la señal.</i>	136
<i>Figura 4.8. Filtro pasa bajas utilizado para recuperar la envolvente.</i>	137
<i>Figura 4.9. Envolvente recuperada.</i>	137
<i>Figura 4.10. Medición del retardo óptico producido por la fibra birrefringente.</i>	138
<i>Figura 4.11. Detección de envolvente para una velocidad de desplazamiento de 0.04 mm/s. Se observa un corrimiento en la posición del retardo óptico a 0.80280 mm.</i>	139
<i>Figura 4.12. Esquema para la calibración del motor longitudinal del interferómetro de Michelson.</i>	141
<i>Figura 4.13. Franjas de interferencia adquiridas a velocidad de 0.05 mm/s, <math>\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}</math>.</i>	142
<i>Figura 4.14. Interferograma adquirido sin componentes de DC.</i>	144
<i>Figura 4.15. Datos procesados donde se identifican las posiciones de los máximos en el interferograma. En el recuadro se pueden apreciar los puntos indicados.</i>	145
<i>Figura 4.16. Gráficas de la posición de los máximos y la diferencia entre las posiciones (a). Gráfica de la posición de las muestras. (b) Gráfica de la diferencia entre máximos, que es la derivada numérica de los datos de la gráfica (a).</i>	146
<i>Figura 4.17. Medición del retardo óptico corregido a la velocidad de desplazamiento de 48.803 <math>\mu\text{m/s}</math>.</i>	148

<i>Figura 4.18. Medición del retardo óptico del cristal de niobato de litio de 36 mm. de longitud. El retardo se localiza en 2.9337 mm.</i>	149
<i>Figura 4.19. Medición de retardo óptico de la fibra birrefringente de 5.492 m.</i>	150
<i>Figura 4.20. Medición de los retardos producidos por el cristal y la fibra birrefringente en serie.</i>	151
<i>Figura 5.1 Interferómetro de polarización utilizando un cristal de Niobato de Litio como elemento birrefringente.</i>	156
<i>Figura 5.2 Modelo para la detección y medición de campos eléctricos por modulación en intensidad.</i>	157
<i>Figura 5.3. Esquema para la caracterización estática del cristal electroóptico.</i>	158
<i>Figura 5.4 Caracterización de la fuente de voltaje.</i>	159
<i>Figura 5.5 Programa de control y visualización de datos.</i>	160
<i>Figura 5.6. Modelo de capacitor con dieléctricos aire y cristal.</i>	161
<i>Figura 5.7 Variación del campo eléctrico <math>E_2</math> con respecto a la variación de la distancia <math>d_1</math>. <math>V = 1k</math> Volts</i>	163
<i>Figura 5.8. Sensibilidad del campo <math>E_2</math> a variación de la distancia <math>d_1</math>.</i>	164
<i>Figura 5.9 Ejemplo de mediciones obtenidas de <math>E_\pi</math></i>	165
<i>Figura 5.10 Esquema para la caracterización del amplificador de alto voltaje.</i>	168
<i>Figura 5.11 Respuesta en frecuencia del amplificador de alto voltaje</i>	168
<i>Figura 5.12 Circuito amplificador con 36 dB de ganancia en 3 etapas.</i>	169
<i>Figura 5.13 Respuesta en frecuencia del circuito amplificador.</i>	170
<i>Figura 5.14 Esquema de montaje experimental para la detección de campos eléctricos.</i>	171
<i>Figura 5.15 Respuesta en frecuencia del sistema optoelectrónico</i>	171
<i>Figura 5.16 Esquema experimental de medición de retardos ópticos.</i>	174
<i>Figura 5.17 Función de autocorrelación del diodo superluminiscente.</i>	175
<i>Figura 5.18. Medición del retardo óptico para el primer cristal.</i>	176
<i>Figura 5.19. Medición del retardo óptico para el segundo cristal.</i>	177
<i>Figura 5.20. Medición del retardo óptico para dos cristales en serie.</i>	178
<i>Figura 5.21 Experimento para la detección de campos eléctricos por modulación de intensidad.</i>	179
<i>Figura 5.22. Detección de señal cuadrada a 100 kHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.</i>	179
<i>Figura 5.23. Detección de señal cuadrada a 600 kHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.</i>	180
<i>Figura 5.24. Detección de señal cuadrada a 1 MHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.</i>	180
<i>Figura 5.25. Detección de señal cuadrada a 1.3 MHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.</i>	181
<i>Figura 5.26. Experimento propuesto para la detección de campos eléctricos por modulación en coherencia.</i>	182
<i>Figura 5.27. Ejemplos de señales adquiridas en el experimento de detección de campos eléctricos por modulación en coherencia. Amarillo: Señal de entrada, Azul: Señal detectada</i>	183



<i>Figura 5.28. Señales que presentan distorsión y atenuación en el esquema de modulación en coherencia. Amarillo: Señal de entrada, Azul: Señal detectada</i>	184
<i>Figura C.1 Mediciones de señal senoidal, triangular y cuadrada en el experimento de modulación por coherencia.</i>	210
<i>Figura C.2 Mediciones de señal senoidal y cuadrada en el experimento de modulación por coherencia.</i>	211



# Índice de tablas

<i>Tabla 2.1 Coeficientes de Sellmeier para el vidrio de silicio.....</i>	<i>61</i>
<i>Tabla 2.2 Condiciones para simulación de ruido de un fotodetector pin (caso 1). .....</i>	<i>73</i>
<i>Tabla 2.3 Condiciones de simulación de ruido para el diodo pin (caso 2.).....</i>	<i>75</i>
<i>Tabla 4.1. Comparación de las mediciones del retardo óptico para una fibra birrefringente de 987 mm. La variación porcentual está referida a la primera medición.....</i>	<i>140</i>
<i>Tabla 4.2. Comparación de las mediciones realizadas para determinar la velocidad de movimiento del motor longitudinal del interferómetro de Michelson. ....</i>	<i>147</i>
<i>Tabla 5.1 Medición del campo de media onda <math>E_{\pi}</math>.....</i>	<i>166</i>
<i>Tabla A.1 Conjunto de mediciones de señal cuadrada .....</i>	<i>199</i>
<i>Tabla B.1. Mediciones de velocidad del motor. ....</i>	<i>203</i>
<i>Tabla B.2 Compendio de mediciones de los retardos ópticos para los cristales con longitud <math>L= 31</math> mm. ....</i>	<i>205</i>



# Capítulo 1. Introducción

En la actualidad la vida moderna ha permitido el desarrollo de tecnología que está en contacto con el ser humano en prácticamente todos los aspectos de su vida. Se vive rodeado de aparatos eléctricos, cableados de alta y baja tensión, antenas emisoras y muchas otras fuentes de radiación electromagnética.

Gran parte de la tecnología implicada en medición de campos eléctricos está basada en puntas de prueba, antenas y dispositivos electrónicos que son susceptibles de interferencia electromagnética, lo cual causa que las mediciones no sean confiables, e inclusive resulten erróneas.

Una tecnología que es inmune a la interferencia electromagnética, es el uso de fibras ópticas para transmisión de datos, ya que la portadora de transmisión de información es la luz, así como el uso de sensores electroópticos de niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) para la detección de campos eléctricos, aprovecha el efecto electroóptico para imprimir la información en ella. El efecto electroóptico permite la variación de los índices de refracción de materiales birrefringentes que son sensibles a cambios en el campo eléctrico.

Diversas técnicas existen para la detección y medición de campos eléctricos, de las cuales se hace una breve revisión a continuación.

## ***1.1 Técnicas para la detección de campos eléctricos***

Las principales técnicas para la detección de campos eléctricos pueden dividirse en tres categorías: técnicas eléctricas, electrónicas y optoelectrónicas.

Las técnicas eléctricas son aquellas donde se utilizan dispositivos sensores como antenas o puntas de prueba, que se introducen en ambientes donde se desea estudiar el campo eléctrico existente. El campo se convierte en una corriente eléctrica medible, proporcional al campo existente.

Las técnicas electrónicas utilizan dispositivos sensores fabricados en silicio que al ser inmersos en el ambiente, generan una señal eléctrica con la información del campo eléctrico ya sea de manera analógica o digital.

Por último, las técnicas optoelectrónicas utilizan luz como portadora de información, la cual se imprime por medio de elementos sensores que varían su índice de refracción en presencia del campo eléctrico a medir. La información se recupera por medios electrónicos como la fotodetección.

Todas las técnicas mencionadas anteriormente presentan ventajas, entre las que se encuentran la portabilidad, disponibilidad, accesibilidad e inclusive economía. La principal desventaja que presentan algunas técnicas es la susceptibilidad a interferencia electromagnética del canal de transmisión de la información. Resalta la ventaja de las técnicas optoelectrónicas que por ser la luz el medio por el que se transmite la información, ésta es inmune a interferencias electromagnéticas, lo cual en las otras técnicas no ocurre ya que la información se transmite a través de cables u ondas de radio.

Las técnicas eléctricas para la detección de campo eléctrico utilizadas en la actualidad incluyen el uso de antenas y puntas de prueba principalmente. Sin embargo existen otras técnicas como el uso de electrodos en forma de placas paralelas, electroscópios o sensores de descarga. Estas técnicas se describen a continuación.

### **1.1.1 Antenas**

El uso de antenas para la detección de campos eléctricos se presenta en algunos textos como “*Standard Probes for Electromagnetic Field Measurements*” [1], donde se describen los principales tipos de antenas utilizados para la detección de campos eléctricos. El campo eléctrico es medido con un multímetro en las terminales de la antena. Los principales arreglos utilizan antenas de dipolo corto con carga capacitiva. Esta antena es conocida también como antena de media onda, y tiene una impedancia de entrada de tipo capacitivo. Por lo general, utilizan un transistor de efecto de campo (FET) como detector de campo eléctrico con frecuencias menores a 400 MHz. Para frecuencias superiores se utiliza un diodo Schottky como detector.

El uso de esta tecnología está reportado como poco preciso para la medición de campos eléctricos [1]. El voltaje medido en sus terminales es proporcional al campo eléctrico en el ambiente y la antena debe estar completamente caracterizada. Las principales aplicaciones para estas técnicas se encuentran principalmente en la medición de campos eléctricos de líneas eléctricas de alta tensión, en radiación de antenas y contaminación eléctrica. Para mediciones puntuales del campo eléctrico, se utilizan puntas de prueba, como se menciona a continuación.

### **1.1.2 Puntas de prueba**

Otra técnica utilizada para la medición de campos eléctricos es el uso de puntas de prueba [1]. El dispositivo en general consiste en dos partes: la punta de prueba y el medidor. En los dispositivos comerciales, usualmente se encuentra la punta como parte del circuito medidor.

La punta de prueba está formada de un par de electrodos pequeños, colocados en material aislante. El campo eléctrico induce una carga entre los electrodos que se convierte a corriente por medio del circuito de instrumentación

Los circuitos medidores de campo eléctrico que utilizan puntas de prueba, son de dos tipos:

- **Cuerpo libre:** El circuito mide el campo eléctrico proporcional a la corriente inducida entre las dos terminales de la punta de prueba [3].
- **Referenciada a tierra:** El circuito mide la corriente con respecto a tierra de una punta plana [4].

Algunas puntas comerciales para la detección de campos eléctricos se presentan en la figura 2.1. Entre estas se encuentran la punta de prueba esférica (a), y puntas de prueba cúbicas y de placas paralelas (b).

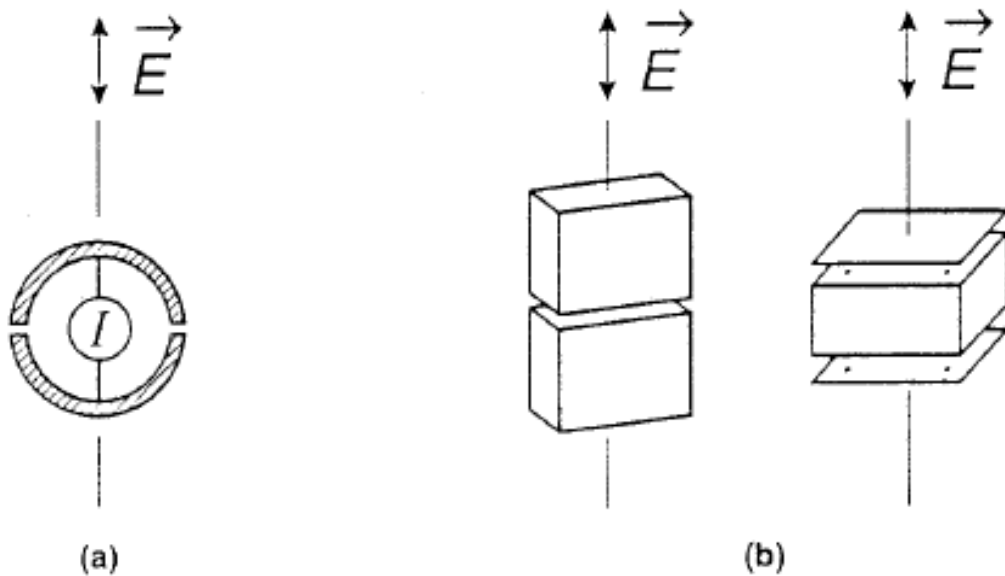


Figura 1.1 Puntas de prueba comerciales (a) esférica, (b) cúbica y placas paralelas.

### 1.1.3 Medidores de campo comerciales

Existen en el mercado diversos aparatos para mediciones de campo eléctrico. Estos dispositivos tienen la instrumentación electrónica integrada para proporcionar un valor de medición. El propósito general de estos dispositivos es detectar y medir campos eléctricos en el ambiente que sean generados por líneas de alta tensión, variaciones en la electricidad atmosférica, contaminación eléctrica en interiores e incluso exploración petrolera. Algunas ventajas extra que representa el uso de estos dispositivos, son la portabilidad, tamaño reducido, lectura de datos y memoria de mediciones previas.

Los principios en que se basan estos dispositivos se encuentran en el uso de antenas, y puntas de prueba esféricas. La figura 1.2 presenta un medidor comercial de campo eléctrico PCE-EM 29 de PCE Group ®, España. El medidor presenta una sonda esférica triaxial como sensor. El rango de frecuencias que detecta va de los 50 MHz a 3.5 GHz [5].



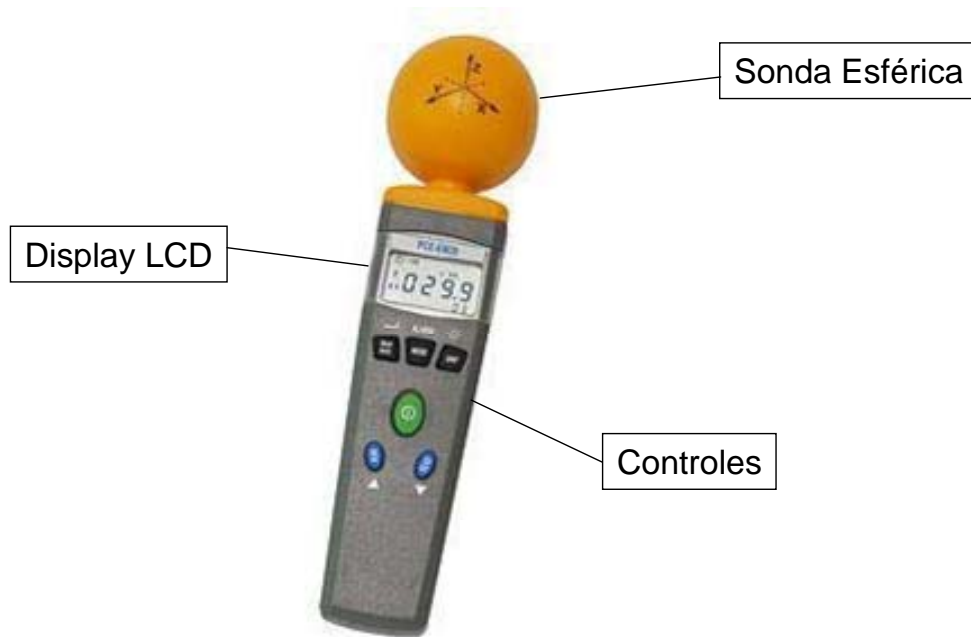
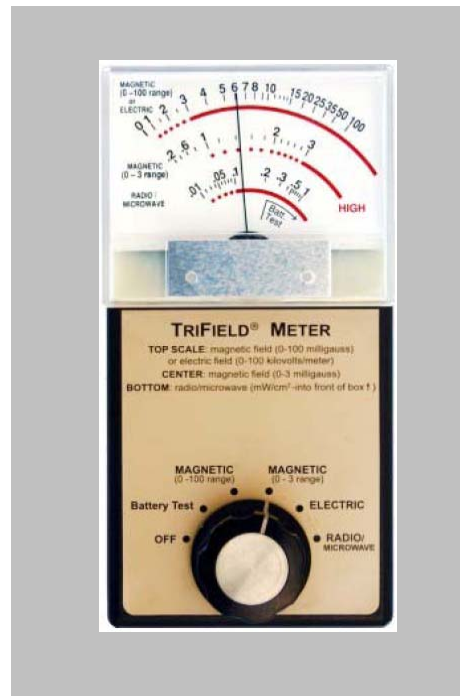


Figura 1.2 Analizador de campo eléctrico PCE-EM 29.

Otro dispositivo comercial disponible está dirigido a detectar y medir la intensidad de campos eléctricos y magnéticos es el TriField Meter ® de AlphaLab, Estados Unidos. El detector está optimizado para detectar campos eléctricos con frecuencia de 60 Hz y utiliza sensores de placas paralelas para tal efecto. También presenta opción de medir campos eléctricos para rangos que van desde los 17 kHz hasta 3GHz, de acuerdo con su hoja de especificaciones [6]. El aparato sólo muestra la intensidad recibida en esos rangos. La figura 1.3 presenta este dispositivo detector, donde se pueden ver las características antes descritas. La principal aplicación de este aparato es la detección de contaminación electromagnética.

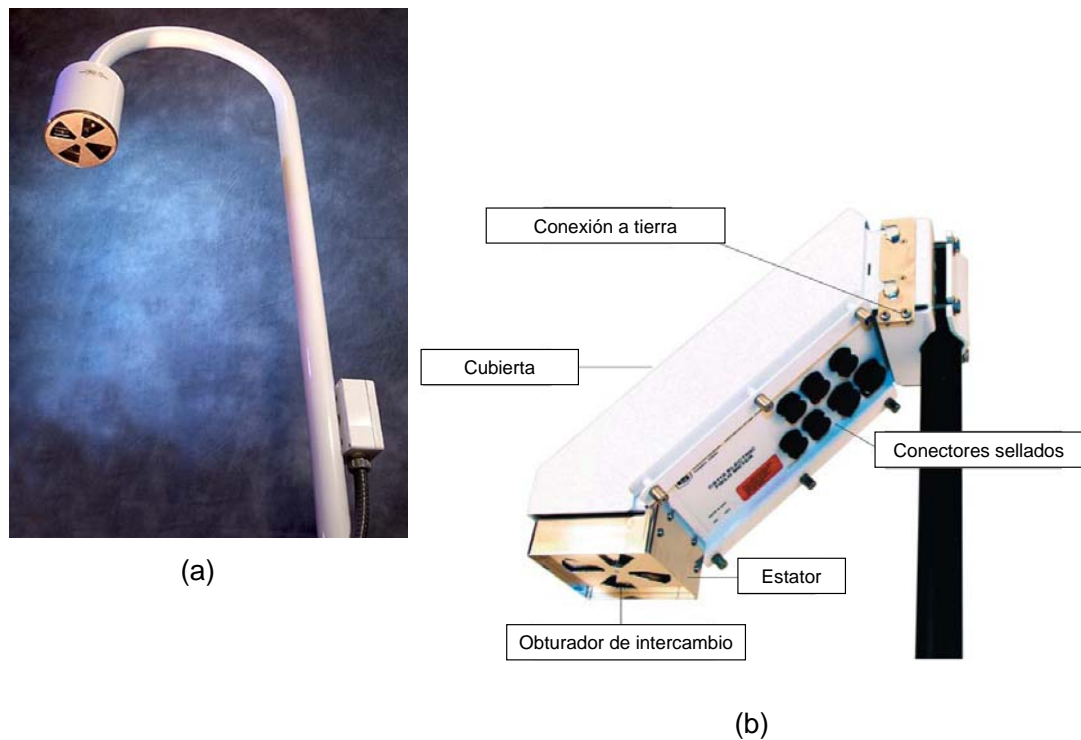


**Figura 1.3. Detector TriField Meter, para detección de campos eléctricos y magnéticos.**

### **1.1.4 Medidores de campo eléctrico estático tipo obturador**

Actualmente, la medición de campo eléctrico estático se utiliza en la prevención de descargas eléctricas producidas por acumulación de cargas electrostáticas. La acumulación de cargas en cúmulos de nubes genera rayos cuando además se cumplen las condiciones de humedad. El tipo de campo eléctrico generado en esos casos es estático.

Los sensores de placas paralelas tienen una impedancia muy alta para un campo eléctrico estático, por lo que cualquier voltaje inducido se descarga rápidamente al ser medido. Para poder medir un campo eléctrico estático se utilizan medidores tipo obturador o molino (Field mills, en inglés). En la figura 1.4 se presentan dos dispositivos comerciales para medición de campo eléctrico bajo este esquema.



**Figura 1.4 Medidores de campo eléctrico estático de obturador (a) EFS 1000 de Mission Instruments, (b) CS110 de Campbell Scientific Inc.**

El principio de operación de estos dispositivos se apoya en la interrupción que hace el obturador en forma de aspas, por eso también es conocido con el nombre de molino[7], [8]. Las aspas se conectan a tierra de manera que interrumpen el paso del campo eléctrico si el obturador está cerrado. El paso del campo eléctrico circundante ocurre cuando el motor gira y abre el obturador. Los electrodos colocados en el interior del dispositivo se cargan. El proceso de medir la carga acumulada en los electrodos con un amplificador de transconductancia genera voltaje con frecuencia proporcional a las revoluciones del motor. Este voltaje se rectifica y su valor será proporcional al campo eléctrico ambiental.

Su principal utilidad es medir el campo eléctrico de la atmósfera en lugares donde se tenga equipo sensible a rayos y personal en condiciones de riesgo.

### **1.1.5 Sensores electrónicos para medición de campo eléctrico**

Entre los dispositivos electrónicos experimentales para medición de campo eléctrico de alta frecuencia, se reporta en [9] un sensor de medición de campo eléctrico, que utiliza un diodo Schottky entre dos placas paralelas. El diodo actúa como sensor del campo eléctrico. En la figura 1.5 se presenta el sensor de campo eléctrico utilizado.



**Figura 1.5 Sensor de campo eléctrico de placas paralelas con diodo Schottky.**

El rango de frecuencias que el sensor detecta es de 10 MHz a 1 GHz, ya que se reporta que se integra un filtro pasaaltas para eliminar componentes de DC. El dispositivo se calibró con una celda  $\mu$ TEM que proporciona un campo eléctrico de referencia. El propósito de esta celda es funcionar como un sensor puntual de campo eléctrico, y se reporta que tiene la limitante de que ve afectada su medición por la temperatura del medio.

Otro dispositivo que mide campo eléctrico reportado utiliza tecnología de micromaquinado (MEMS) [10], [11]. El principio de operación es similar al presentado como sensor de tipo obturador. La figura 1.6 presenta una fotografía del sensor de campo eléctrico y su tamaño relativo al de un dedo humano.

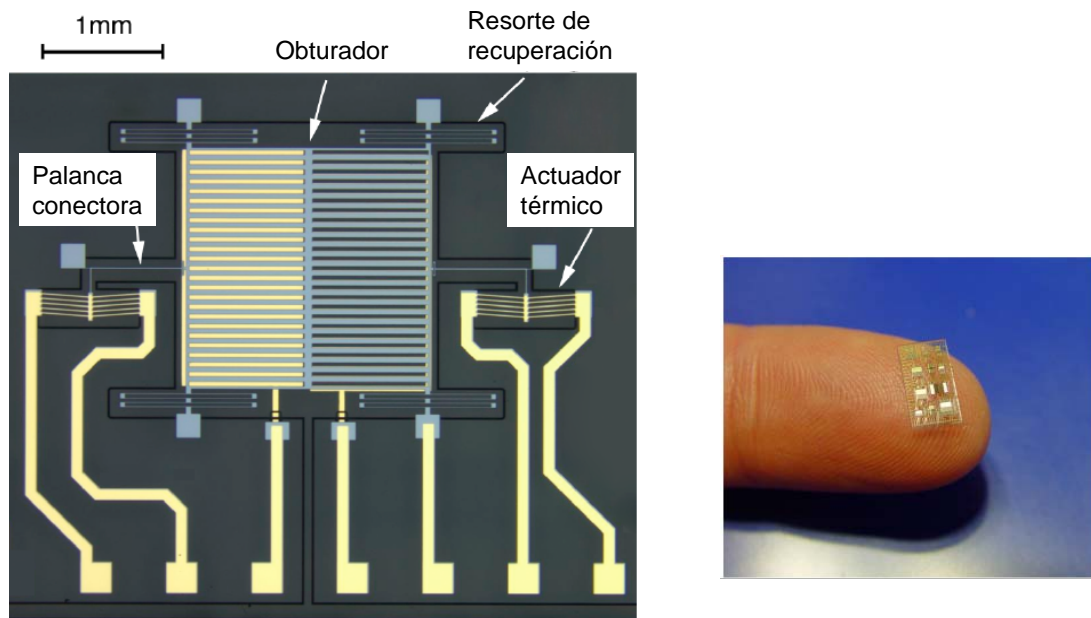


Figura 1.6. Sensor de campo eléctrico fabricado con técnicas de micromaquinado.

El funcionamiento del sensor se basa en la interrupción y paso del campo eléctrico por medio de un obturador aterrizado. El movimiento del obturador se obtiene por medio de un actuador térmico. La frecuencia de operación del actuador térmico es cercana a 2 kHz, y si se ocupa el doble de frecuencia, es posible detectar campos eléctricos de 60 Hz. El sensor y su instrumentación están diseñados para detectar intensidad de campos eléctricos estáticos y de líneas de transmisión de alto voltaje.

### 1.1.6 Sensores de Niobato de litio

Uno de los materiales birrefringentes utilizados para la detección y medición de campos eléctricos es el Niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ). Entre algunos de los dispositivos y técnicas desarrollados en los últimos años se pueden mencionar los siguientes:

- El estudio de un modulador electroóptico de Niobato de Litio sobre un sustrato de Oxinitruro de Silicio ( $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$ ) es presentado por Li y He [12]. El modulador electroóptico es un interferómetro tipo Mach-Zhender. El sustrato

se hace por difusión y tiene como objetivo disminuir la constante dieléctrica de manera que, se mejore la impedancia de los electrodos. Esto permite que se aumente el ancho de banda del modulador, que llega a 120 GHz.

- Reportado en [13] se presenta un detector simultáneo de campo eléctrico y magnético en niobato de litio. El trabajo presenta una punta de prueba que combina una antena de lazo con cristales electroópticos, en una sección se colocan dos cristales con los ejes ópticos invertidos. El arreglo óptico se presenta en la figura 1.7

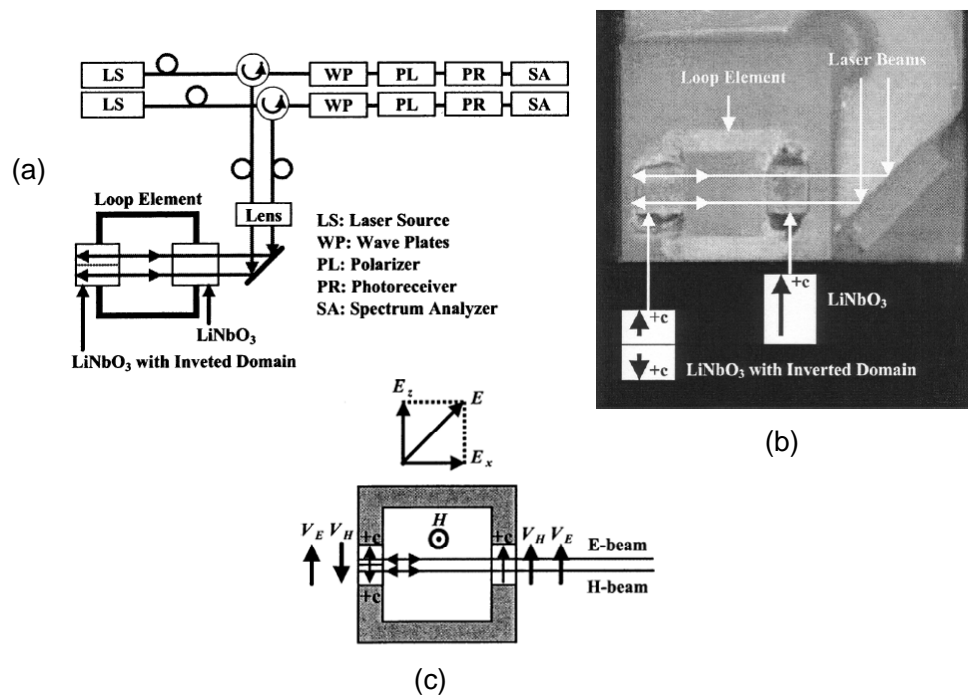


Figura 1.7. Arreglo óptico y fotografía de la punta de prueba para medición simultánea de campo eléctrico y magnético. (a) Arreglo óptico para la medición. (b) Fotografía de la punta de prueba. (c) Distribución de los campos eléctricos y magnéticos.

El principio de operación de la punta de prueba utiliza la modulación en intensidad. Un campo magnético incidente  $H$  incide perpendicularmente a la antena de lazo, simultáneamente un campo eléctrico  $E$  incide ortogonalmente al campo magnético. El voltaje  $V_H$  inducido por la antena tiene direcciones distintas en ambas secciones de la

punta de prueba, lo que introduce una diferencia de fase en la luz. El campo eléctrico incide en la misma dirección en ambos cristales, por lo que el voltaje  $V_E$  presenta el mismo sentido en ambos. Por efecto de la inversión de dominio en el cristal izquierdo los ejes ópticos cambian de sentido (figura 1.7 (c)), cada láser obtiene la cancelación de la aportación del campo eléctrico y magnético, por lo que cada haz por separado trae la información del campo eléctrico y magnético respectivamente.

En este trabajo se hace énfasis en el uso de dicho efecto para la detección y medición de campos eléctricos intensos, con la potencialidad de detectar altas frecuencias con el uso de técnicas de modulación en intensidad. En el desarrollo de esta tesis, se incluye el diseño de experimentos e instrumentos de medición que permitan detectar campos eléctricos intensos de alta frecuencia. Para el uso de modulación por coherencia, se propone medir los retardos ópticos producidos por cristales buscando la mayor precisión posible.

## ***1.2 Objetivo***

El objetivo de esta tesis será obtener resultados confiables en la detección y medición de campos eléctricos mediante el uso de elementos de óptica integrada tales como cristales electroópticos y fibras birrefringentes.

Se busca detectar campos eléctricos cuya frecuencia máxima sea de 2 MHz. Se exploran dos técnicas de modulación: modulación por coherencia y modulación por intensidad. En el caso de la modulación por coherencia, se busca que el elemento demodulador sea una fibra birrefringente que mantenga la polarización. Así mismo, se busca tener una mayor precisión en las mediciones, por lo que se diseñarán instrumentos mecánicos y electrónicos para la detección.

Se utilizarán principalmente técnicas interferométricas para la caracterización, demodulación y calibración de los cristales y fibras birrefringentes.

### ***1.3 Justificación de la tesis***

El presente trabajo pretende llevar a una mejor comprensión de las técnicas de detección de campos eléctricos con la potencialidad de sensor y medir campos intensos de alta frecuencia. Las posibles aplicaciones de estas técnicas serán:

- Medir los campos en lugares donde la contaminación e interferencia electromagnética sea peligrosa para el ser humano.
- Utilizar las técnicas desarrolladas en el área de las comunicaciones, medicina, metrología y electrónica de potencia.

### ***1.4 Organización de la tesis.***

Los capítulos de la tesis se encuentran organizados de la siguiente manera.

- **Capítulo 2. Componentes esenciales de un sistema optoelectrónico.** Se describen algunos componentes utilizados en el desarrollo de un sistema optoelectrónico, como son las fuentes semiconductoras de luz láser, fotodetectores, fibra óptica y el efecto electroóptico que se utiliza en esta tesis.
- **Capítulo 3. Propiedades estadísticas de la luz e interferometría de haces luminosos.** En este capítulo se analizan los conceptos de intensidad óptica, densidad espectral de potencia, autocorrelación de fuentes luminosas, el teorema de Wiener-Kintchine. Se revisa el comportamiento estadístico de algunos tipos de fuentes luminosas que se utilizan en el desarrollo de esta tesis. Los interferómetros de Michelson y de polarización se analizan en este capítulo con base en su funcionamiento para hacer interferir haces luminosos y generar retardos ópticos. Principalmente, el interferómetro de polarización se utiliza para la generación de retardos ópticos y modulación de intensidad, mientras que, el interferómetro de Michelson se utiliza para medir un retardo óptico.
- **Capítulo 4. Medición de coherencia y correlación ópticas.** Este capítulo explora una técnica propuesta para la medición de retardos ópticos utilizando



el esquema de modulación por coherencia. Los resultados de esta técnica permiten que el error de las mediciones se reduzca alrededor de  $\pm 50$  nm.

- **Capítulo 5. Sensores electroópticos de campo eléctrico.** Se presentan los esquemas experimentales para las caracterizaciones estáticas y dinámicas de un sensor de campo eléctrico y la medición de campos eléctricos mediante modulación en intensidad y coherencia.
- **Conclusiones generales y trabajo a futuro.**



## **Referencias**

- [1] Kanda, M. “Standard Probes for Electromagnetic Field Measurements”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 41 No. 10 October 1993, pp.1349-1364.
- [2] “IEEE Standard Procedures for Measurement of Power Frequency Electric and Magnetic Fields from AC Power Lines”. IEEE Std. 644 – 1994.
- [3] Bracken, T. D., “Field measurements and calculations of electrostatic effects of overhead transmission lines,” IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-95, pp. 494–504, Mar./Apr. 1976.
- [4] Miller, C. J., “The measurements of electric fields in live line working,” IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-86, pp. 493–498, Apr. 1967.
- [5] PCE Group, “Manual de medición de medidor de campo eléctrico PCE-EM 29”, [www.pce-iberica.es](http://www.pce-iberica.es)
- [6] Alpha Lab, “Manual de operación del medidor de campo eléctrico TRI-FIELD”, [www.trifield.com](http://www.trifield.com)
- [7] Campbell Scientific Inc. “CS110 Electric field meter operation manual”, [www.campbellsci.com](http://www.campbellsci.com)
- [8] Mission Instruments, “EFS 1000 Operation manual”, [www.missioninstruments.com](http://www.missioninstruments.com)
- [9] Perri, P. A., “Diseño de un sensor de transferencia de campo eléctrico”. Congreso IBERCHIP 2003, La Habana, Cuba.
- [10] Wijeweera G, Bahreyni B, Shafai C, Rajapakse A, Swatek D. R., “Measuring Power System Voltage Remotely Using Micromachined Electric Field Sensor”, IEEE 2008 1st Microsystems and Nanoelectronics Research Conference Ottawa, Canada, oct 15, 2008.
- [11] Wijeweera G, Bahreyni B, Shafai C, Rajapakse A, Swatek D. R., “Micromachined Electric-Field Sensor to Measure AC and DC Fields in Power Systems”, IEEE Transactions On Power Delivery Volume 24, Pages: 988-995.

- [12] Li, J. S., He, S. L., “Electro-optic modulator based on Si<sub>2</sub>N<sub>2</sub>O Substrate”, Optical Engineering Vol. 45, January 2005.
- [13] Suzuki E., Arakawa, S., Ota, H, Arai, K, I, Sato, R., Nakamura, K., “EO Probe for Simultaneous Electric and Magnetic Near-Field Measurements Using LiNbO<sub>3</sub> With Inverted Domain”, IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, Vol. 53, NO. 2, February 2005.

# Capítulo 2. Componentes esenciales de un sistema optoelectrónico

## ***2.1 Introducción***

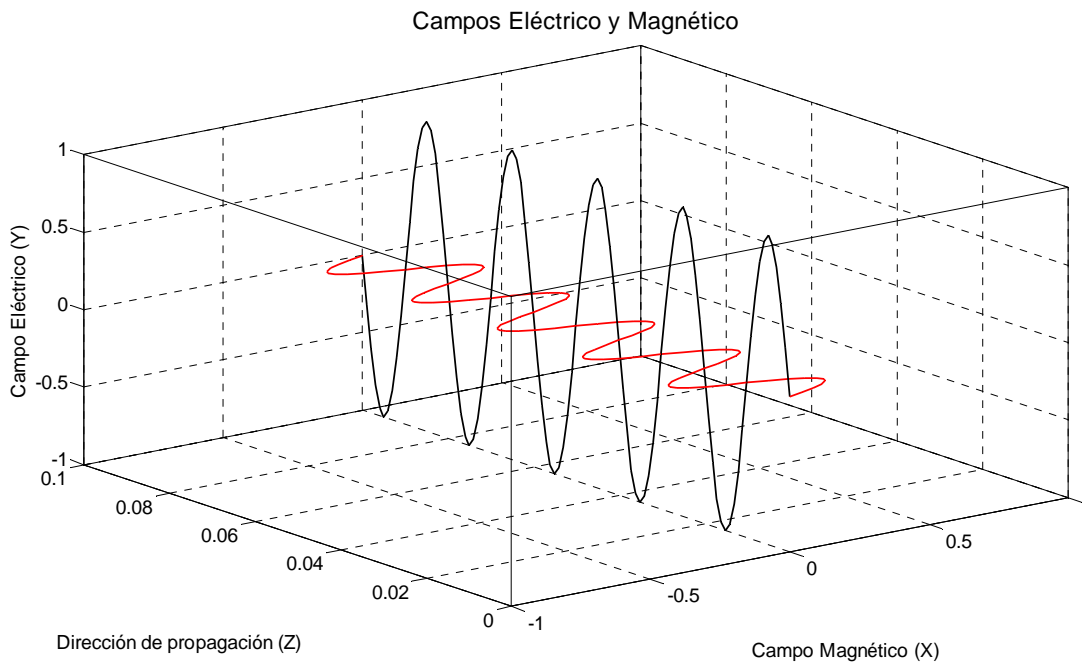
Para la detección de campos eléctricos por medios optoelectrónicos, es importante conocer los principales componentes requeridos. En un sistema electroóptico los principales componentes son los siguientes

- Fuente de Luz.
- Sensor electroóptico.
- Canal de Transmisión.
- Fotodetector.
- Sistema de adquisición de datos.

En este capítulo se revisan conceptualmente las fuentes emisoras de luz de material semiconductor, las fibras ópticas como canal de transmisión y fotodetectores *pin* y avalancha.

## ***2.2 Fuentes Ópticas***

La luz es un fenómeno electromagnético, es decir, está formada por dos ondas que se propagan en una dirección. Estas ondas son conocidas como el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente, y viajan ortogonalmente, como se muestra en la figura 2.1



**Figura 2.1 Onda electromagnética. Campo eléctrico (negro), campo magnético (rojo).**

En la actualidad, se considera a la luz con la propiedad de la dualidad onda-partícula, ya que es posible observar ambas propiedades como por ejemplo, la reflexión total interna en una fibra óptica (onda) y la detección mediante un fotodiodo (partícula). La partícula asociada a la luz se conoce como fotón [1] [2].

Una fuente de luz emite radiación electromagnética cuyas longitudes de onda se encuentran desde el rango del ultravioleta (10 – 390 nm), el visible (390 – 760 nm) y hasta el infrarrojo (760 nm – 1.7 μm). La velocidad de la luz en el vacío es constante ( $c = 3 \times 10^8$  m/s) [1]. La relación entre la longitud de onda y su frecuencia se expresa como:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (2.1)$$

donde  $\lambda$  representa la longitud de onda de la luz, y  $\nu$  la frecuencia.

Se observó que la emisión de fotones provenía de los átomos [2], los cuales radiaban al cambiar sus niveles de energía en función de la temperatura. Brevemente, todo

cuerpo con temperatura mayor a 0° K irradia energía; esto se explica por el fenómeno de la radiación del cuerpo negro [1], [3]. Max Planck, en el año de 1900 observó que una cavidad caliente emitía radiación electromagnética a través de una pequeña perforación. Al medir la energía de esta radiación, observó que se emitían en múltiplos enteros de la unidad mínima de energía  $\varepsilon$ , que para una frecuencia  $\nu$  se calcula como [3]:

$$\varepsilon = h\nu \quad (2.2)$$

donde  $h$  es la constante de Planck ( $h = 6.62075 \times 10^{-34}$  J s =  $4.132 \times 10^{-15}$  eV s).

Como consecuencia, se concluyó que la energía de la luz está cuantizada, lo que significa que los niveles de energía de los átomos son discretos y la emisión se da en paquetes conocidos como “cuantos” [2],[5].

De la anterior relación (2.2) y de (2.1), se infiere que a menor longitud de onda, la frecuencia será mayor y en consecuencia su energía aumenta en igual proporción; la luz ultravioleta tiene mayor energía que luz en el rango visible y el infrarrojo.

El siguiente paso fue la determinación de la irradiancia, en función de la temperatura y longitud de onda conocida como la irradiancia espectral  $I_\lambda$ .

La irradiancia espectral  $I_\lambda$  de la fuente luminosa se describe como [1]:

$$I_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left( \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right), \quad (2.3)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann ( $k_B = 1.38066 \times 10^{-23}$  J/K =  $86.17 \times 10^{-6}$  eV/K), y  $T$  es la temperatura de la fuente en grados Kelvin.

La ecuación (2.3) describe el comportamiento de un cuerpo negro ideal a temperatura  $T$  en términos de la longitud de onda.

Un cuerpo distinto a un cuerpo negro que se encuentre en equilibrio térmico, puede emitir luz por efectos como la fotoluminiscencia y electroluminiscencia.

La fotoluminiscencia ocurre cuando se excita un material semiconductor con luz, lo que modifica su estado energético. La electroluminiscencia se presenta cuando la excitación del material semiconductor se realiza al aplicarle una diferencia de

potencial eléctrico. Los procesos que hacen posible estos fenómenos se explican brevemente a continuación.

En un material semiconductor, los átomos con niveles de energía  $E_1$  y  $E_2$ , donde  $E_1$  es el estado base y  $E_2$  el estado excitado, la absorción de fotones provoca que los átomos del material cambien de un nivel de energía base al nivel de excitación, creándose así un par electrón-hueco [3],[6], como se muestra en la figura 2.2. El proceso ocurre cuando, la energía del fotón es igual a la diferencia entre los niveles de energía de los átomos

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 \quad (2.4)$$

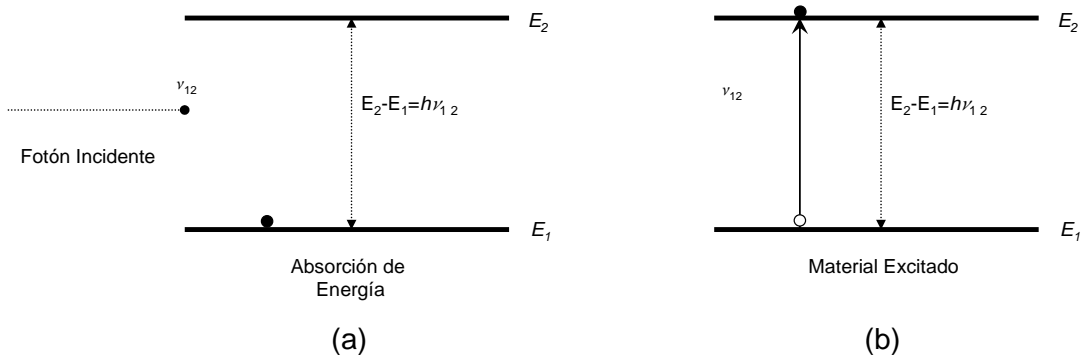


Figura 2.2. Excitación de un material (a) Absorción de la energía de un fotón, (b) Material excitado.

El estado excitado de los átomos es inestable, y la recombinación de los electrones y huecos se traduce en la emisión de un fotón. La energía del fotón emitido es igual a la diferencia de niveles de energía  $E_1$  y  $E_2$ , de acuerdo con (2.4), como se presenta en la figura 2.3. Este proceso se conoce como emisión espontánea [6].

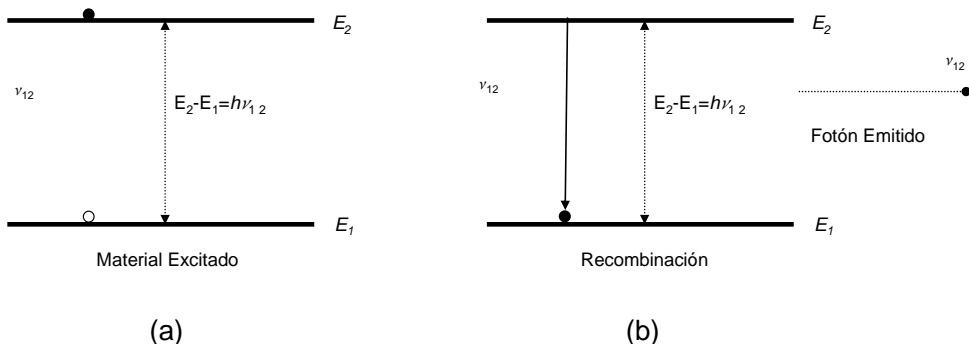
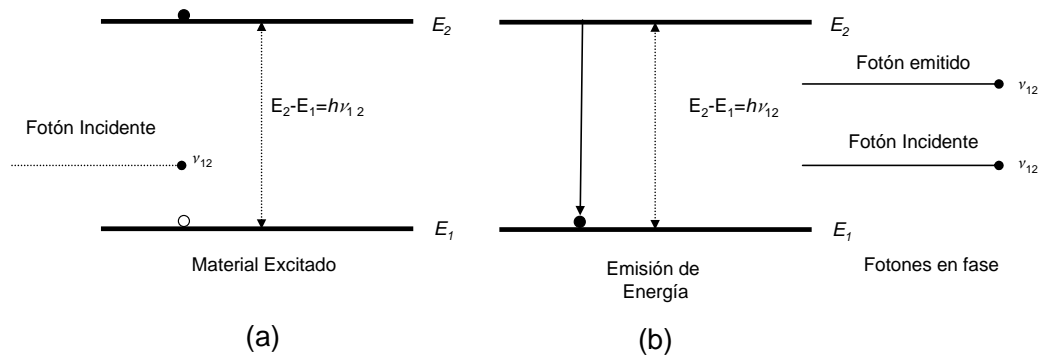


Figura 2.3 Emisión espontánea, (a) Material excitado, (b) Recombinación y emisión de fotones.



Cuando la incidencia de un fotón con energía  $\varepsilon = h\nu_{12}$  ocurre sobre un átomo en estado excitado, éste puede ser estimulado a regresar a su estado de energía base, lo que provocará la emisión de un fotón con la misma energía del fotón incidente. Esto es conocido como emisión estimulada, y la radiación emitida es monocromática y coherente debido a que el fotón emitido estará en fase con el fotón incidente [1], [6]. En la figura 2.4 se presenta este proceso.



**Figura 2.4. Emisión estimulada (a) Incidencia de un fotón, (b) Emisión.**

Los tres procesos mencionados anteriormente (absorción, emisión espontánea y emisión estimulada), son importantes en la emisión y fotodetección de luz a través de dispositivos semiconductores. El diodo emisor de luz opera con base en la emisión espontánea, mientras que, el láser semiconductor lo hace a través de la emisión estimulada, ambos al aplicarse un potencial eléctrico. El principio de operación de un fotodetector se da mediante la absorción de fotones y la generación de pares electrón-hueco que generan una fotocorriente [1],[6]. El funcionamiento de estos dispositivos tiene como base el diodo semiconductor, presentado a continuación.

### 2.2.1 Diodo semiconductor

El dispositivo semiconductor básico es el diodo semiconductor. Este dispositivo es de suma importancia en las aplicaciones electrónicas y su funcionamiento es la base para entender el comportamiento de otros dispositivos semiconductores como el transistor o el tiristor [1], [4], [6].

El diodo semiconductor es conocido también como *unión pn*. Esta unión está formado de material semiconductor intrínseco como silicio (Si) o Arseniuro de Galio (GaAs), por mencionar algunos, a los que se les contamina impurezas con cargas positivas (*p*) o negativas (*n*). Un semiconductor intrínseco es aquel que contiene un nivel muy pequeño de impurezas de manera que la generación de pares electrón-hueco ocurre por cambios en la temperatura del ambiente.

En un átomo de un elemento semiconductor, los electrones presentan niveles discretos de energía. Al agrupar múltiples átomos y reducirse el espacio entre ellos, los niveles de energía degeneran formando bandas de energía. Cuando la distancia entre átomos alcanza el equilibrio interatómico, las bandas se dividen en dos subbandas, separadas por una región que designa la energía que no puede alcanzar un electrón, conocida como banda prohibida ( $E_g$ ) La banda superior se conoce como banda de conducción y a la banda inferior, banda de valencia, como se presenta en la figura 2.5 para el caso del silicio, con espacio interatómico de 5.43 Å. (543 pm) [6].

La banda prohibida es el parámetro más importante en la física de semiconductores, está dada por

$$E_g = E_c - E_v, \quad (2.5)$$

donde  $E_c$  es valor mínimo de la banda de conducción y  $E_v$  el valor máximo de la banda de valencia. El valor  $E_c$  corresponde a la energía potencial de un electrón, mientras que,  $E_v$  a la energía potencial de un hueco.

La probabilidad de que un electrón se encuentre en un estado energético  $E$ , a una temperatura  $T$  está dada por la distribución de Fermi-Dirac

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \quad (2.6)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann en eV, y  $E_F$  es el nivel de Fermi. El nivel de Fermi es el nivel de energía donde la probabilidad de ocupación por un electrón es 0.5 [6].

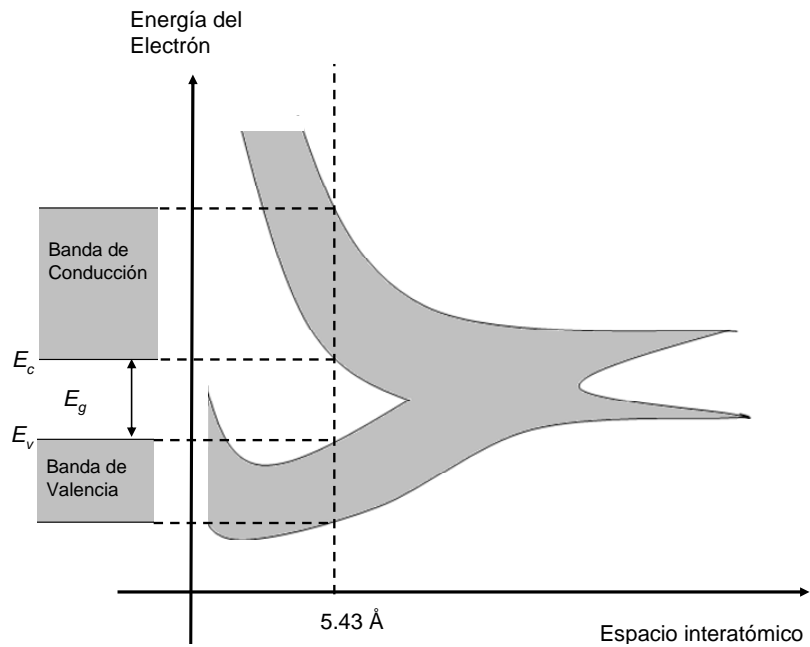


Figura 2.5. Formación de bandas de energía en el silicio

Para modificar las propiedades del semiconductor, se agregan pequeñas cantidades de impurezas. El tipo de material adicionado vuelve extrínseco al semiconductor y determina el tipo de conductividad que presenta; las impurezas tipo *p* adicionan aceptores (huecos), y las impurezas tipo *n*, donadores (electrones). Átomos de arsénico, fósforo (donadores), boro, indio (aceptores), por mencionar algunos, son elementos utilizados para contaminar semiconductores. [6].

La adición de impurezas cambia el nivel de Fermi, acercando éste a la banda de valencia para el tipo *p*, y a la banda de conducción para el tipo *n* como se muestra en la figura 2.6.

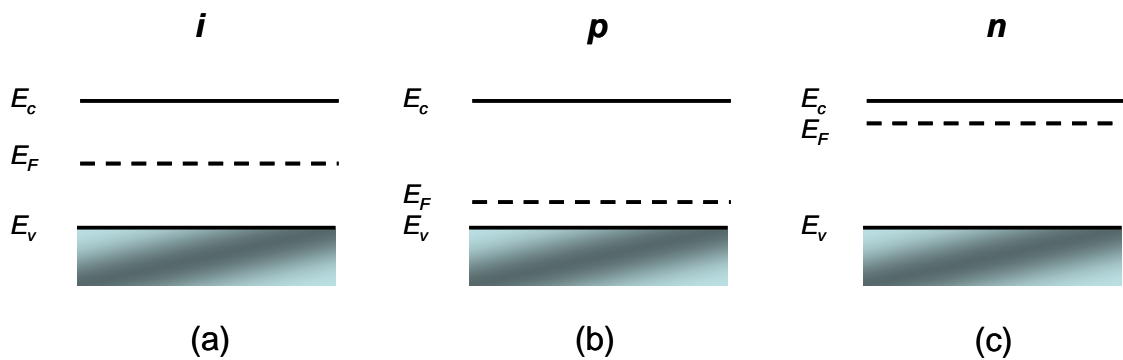


Figura 2.6. Bandas de energía y nivel de Fermi (a) semiconductor intrínseco. (b) tipo *p*. (c) tipo *n*.

Al unir una región tipo  $p$  con una región tipo  $n$ , se forma la unión  $pn$ . La unión de los materiales causa difusión de portadores. Los huecos del lado  $p$  se difunden hacia el lado  $n$ , mientras que los electrones del lado  $n$  hacen lo mismo hacia el lado  $p$ . Como resultado, una región de carga espacial negativa se forma en el lado  $p$  cercano a la unión y una región de carga espacial positiva se forma del lado  $n$ , cercano a la unión. Esta región se le conoce también como región de depleción. Los huecos existentes en la región  $n$  son atraídos hacia la región de carga espacial positiva, creando una corriente de deriva. De manera similar, los electrones de la región  $p$  son atraídos hacia la región de carga negativa, creando una corriente de difusión. El dispositivo no tiene una corriente neta, ya que estas corrientes se cancelan mutuamente. En la región de carga espacial se crea entonces un campo eléctrico dirigido del lado de las cargas positivas al de las cargas negativas. En estado de equilibrio se tiene un potencial neto  $V_0$  interno, que provee de energía potencial un poco mayor a la región  $n$  que la región  $p$ , causando que haya un doblamiento en las bandas. El valor del potencial  $V_0$  es aproximadamente 0.7 V para un dispositivo en silicio. El nivel de Fermi se mantiene constante, como se muestra en la figura 2.7.

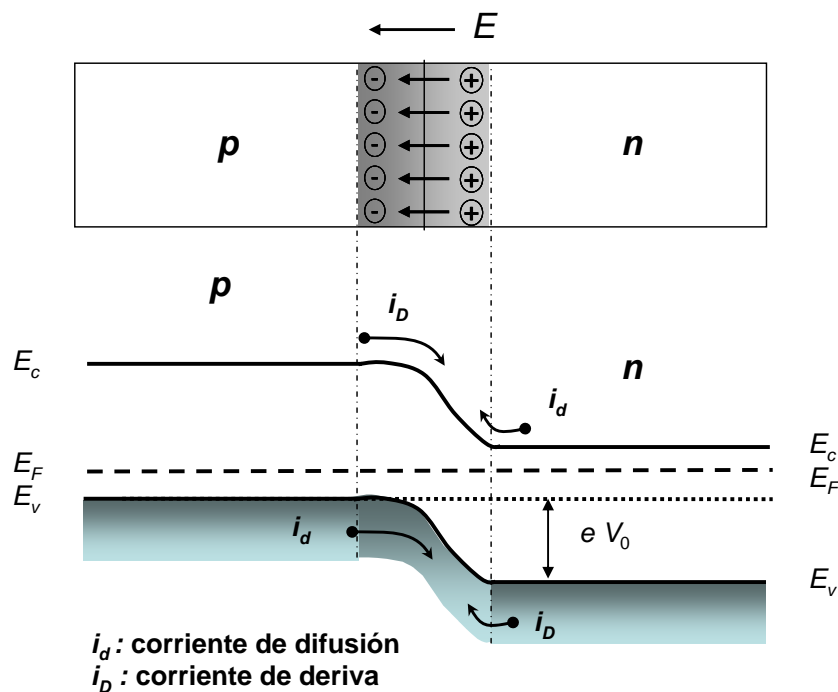


Figura 2.7. Región de carga espacial y bandas de energía de la unión  $pn$ .

Si se aplica un voltaje  $V_F$  de manera que el voltaje en la región  $p$  sea mayor que en la región  $n$ , el equilibrio se rompe, separando los niveles  $E_F$  para cada región. El campo eléctrico en la región de carga espacial disminuye, ya que el potencial de la región  $p$  es mayor que la región  $n$ . El equilibrio es roto debido a que el campo eléctrico  $E$  (fig. 2.7) disminuye. El potencial interno  $V_0$  disminuye  $V_F$  volts. Las bandas de energía de las regiones  $p$  y  $n$  se acercan, disminuyendo su doblamiento, como se presenta en la figura 2.8.

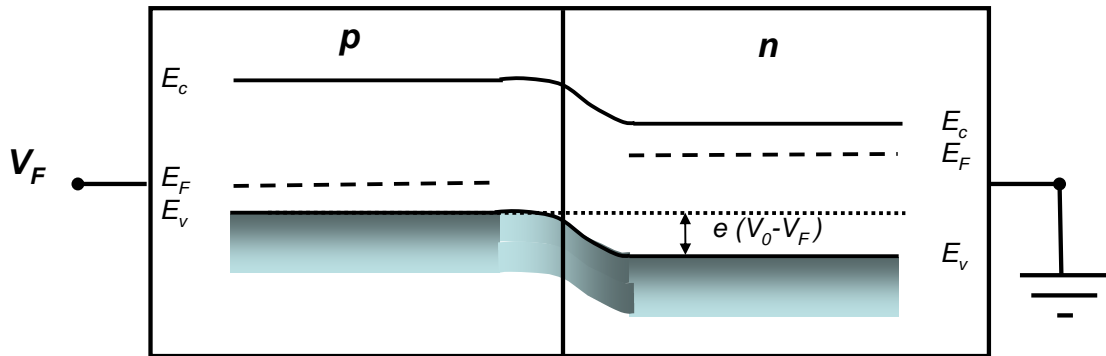


Figura 2.8. Unión pn en polarización directa ( $V_F > 0$ ).

Cuando el voltaje aplicado  $V_F$  supera al potencial interno  $V_0$ , la corriente aumenta de forma exponencial de acuerdo con la siguiente fórmula

$$i = i_s \left( e^{\frac{q(V_F - V_0)}{k_B T}} - 1 \right) \quad (2.7)$$

donde  $q$  es la carga del electrón,  $k_B$  es la constante de Boltzmann, y  $T$  la temperatura del dispositivo e  $i_s$  es la corriente de saturación inversa. En la figura 2.9 se presenta la gráfica de la relación voltaje – corriente en la unión  $pn$ , con  $V_0 = 0.7$  V;  $i_s = 30$   $\mu$ A.

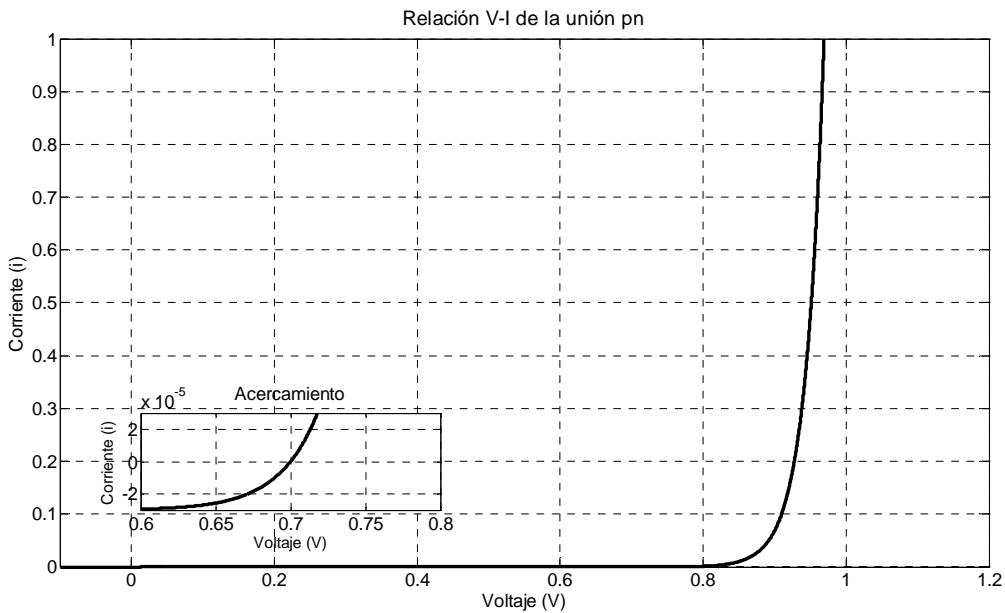


Figura 2.9. Relación voltaje corriente en la unión pn.

En el recuadro de la imagen puede observarse que la corriente en el diodo es positiva para  $V > V_0$ , indicando que a partir de ese voltaje el diodo se comporta como un conductor.

Cuando se aplica un voltaje  $V_R$  más positivo en la región  $n$  que en la región  $p$ , la unión pn se encuentra polarizada en inversa. Bajo esta condición el equilibrio de la unión pn es roto y el potencial interno  $V_0$  se incrementa  $V_R$  volts. Esto causa a su vez un incremento en el campo eléctrico  $E$  de la región de depleción. El doblamiento de las bandas aumenta. Esta condición se presenta en la figura 2.10.

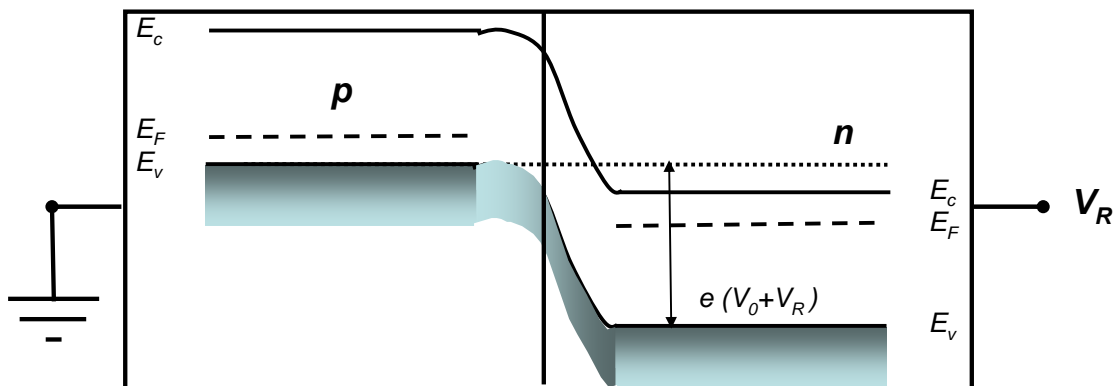


Figura 2.10 Unión pn bajo polarización inversa.

Para una unión  $pn$  formada con semiconductores con banda de energía directa [6], por ejemplo el arseniuro de galio, polarizada en directa, la inyección de electrones y huecos provoca que los átomos incrementen su nivel de energía. La inestabilidad del estado excitado precipita la recombinación de los electrones de la banda de conducción a la banda de valencia. El proceso de recombinación genera un fotón con energía  $E = E_c - E_v$ .

Ejemplos de estos dispositivos son el diodo emisor de luz (DEL), diodo láser y el diodo superluminiscente, mismos que se describen a continuación.

### **2.2.2 Diodo emisor de luz**

Un dispositivo semiconductor utilizado como fuente de luz es el diodo emisor de luz (DEL) [5]. El DEL está formado por una unión  $pn$  de material semiconductor de banda directa. La región  $n$  está ligeramente más contaminada que la región  $p$ , logrando con esto que haya una mayor cantidad de electrones que de huecos.

Al conectar en la región  $p$  un voltaje positivo mayor que en la región  $n$ , agrega más electrones en la banda de conducción y más huecos en la banda de valencia, excitando así los átomos del material. El exceso de electrones en la banda de conducción favorece la recombinación de los pares electrón-hueco, generando así, emisión espontánea de fotones. La energía los fotones emitidos es similar a la diferencia niveles de energía de las bandas de conducción y de valencia, de acuerdo con (2.2).

En la figura 2.11 se presenta el diagrama de bandas de energía para un DEL. En éste se observa que la recombinación de pares electrón hueco se hace de manera aleatoria, de manera que los fotones son emitidos en todas las direcciones y con fases diferentes. En consecuencia, la luz emitida por este dispositivo es incoherente.

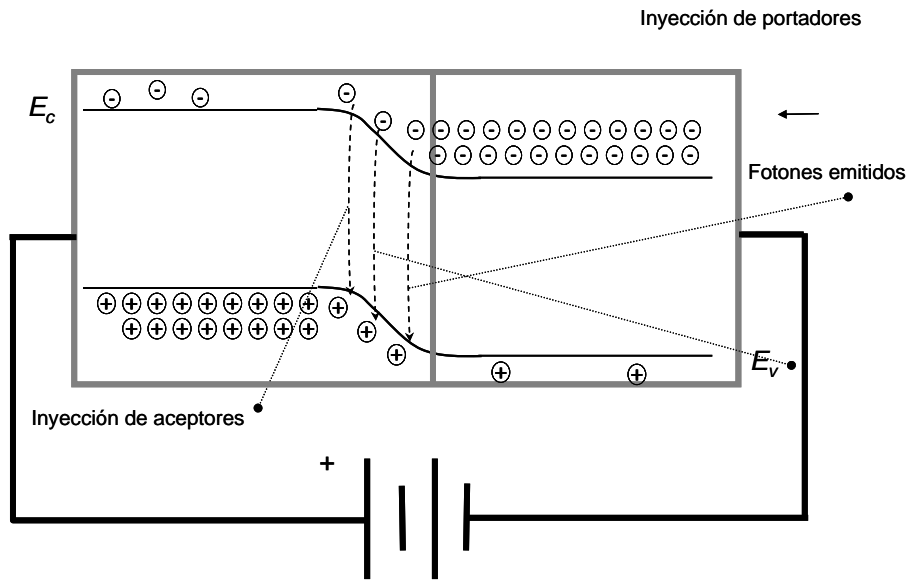


Figura 2.11 Emisión de fotones en un diodo emisor de luz.

El funcionamiento del DEL es la base para otras fuentes luminosas de mayor coherencia, como son el diodo láser y el diodo superluminiscente.

### 2.2.3 Diodo láser.

Un dispositivo semiconductor emisor de luz con alta coherencia es el diodo láser. El funcionamiento del dispositivo se da por emisión estimulada. Originalmente la palabra láser deriva del acrónimo LASER (*Ligh Amplification of Stimulated Emission of Radiation*,) que significa “amplificación de la luz por emisión estimulada de radiación”.

Para la existencia de emisión láser, además de la emisión estimulada se requiere de una cavidad resonante, donde se encuentre un medio activo.

Como se mencionó anteriormente, la emisión estimulada en un material semiconductor ocurre cuando un fotón provoca un proceso de recombinación electrón-hueco en un átomo excitado, y con diferencia de niveles de energía  $E_2 - E_1$  (figura 2.4). Como resultado, se emite un fotón con energía y fase igual a la del fotón incidente. Los fotones emitidos e incidentes pueden estimular la producción de nuevos fotones o ser absorbidos por átomos en estado base. Para obtener emisión



láser, es necesario incrementar la emisión estimulada sobre la absorción en el material semiconductor.

La relación de átomos en un estado energético  $E_2$  y un estado base  $E_1$  esta dada por la distribución de Boltzmann [7]

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{k_B T}} \quad (2.8)$$

donde  $N_1$  y  $N_2$  representan el número de átomos en los niveles de energía  $E_1$  y  $E_2$  respectivamente,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura del material. En equilibrio térmico a temperatura ambiente ( $T \approx 300$  K) el producto  $k_B T$  es igual a 25.85 meV.

Como ejemplo, para una longitud de onda  $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ , la energía de un fotón es  $E_0 = 953.6$  meV. En un semiconductor con  $E_2 - E_1 = E_0$ , el valor del exponente en (2.8) es un número negativo suficientemente grande (-38.89) que da como resultado un cociente muy pequeño ( $N_2/N_1 = 95.51 \times 10^{-18}$ ).

Un cociente muy pequeño indica que el número de átomos en estado base  $N_1$  es mayor que en estado excitado  $N_2$ , por lo que el proceso que domina es el de absorción óptica.

Para lograr el proceso de emisión estimulada se requiere que  $N_2/N_1 > 1$ ; esta situación se le conoce como inversión de población [6].

La inversión de población no ocurre cuando el sistema está en equilibrio térmico y el aumento de temperatura puede incrementar el número de átomos en estado excitado, pero nunca lo superará; una temperatura infinita, lograría que  $N_1 = N_2$ , lo que haría igualmente probable la absorción y la emisión espontánea. Además, de acuerdo con la distribución de Boltzmann (2.8), la condición  $N_2/N_1 > 1$  ocurriría en temperaturas negativas, lo cual es físicamente imposible.

Un esquema que permite la inversión de población es el de tres bandas de energía como se muestra en la figura 2.12.

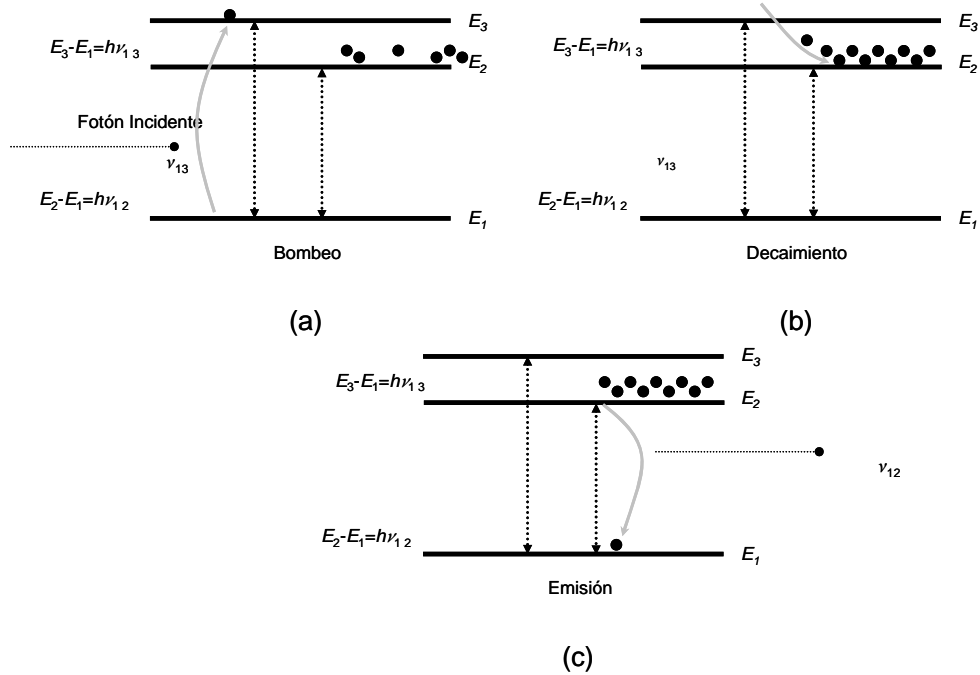


Figura 2.12. Inversión de población en un esquema de tres niveles de energía (a) Bombeo (b) Decaimiento, (c) Emisión.

Los tres niveles de energía permiten la existencia de átomos en niveles de energía  $E_1 < E_2 < E_3$  con respectivas poblaciones  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$ .

La incidencia de un fotón con frecuencia  $\nu_{13} = h(E_3 - E_1)$  provoca que sea absorbido y excita al átomo del estado base al excitado con energía  $E_3$ . Este proceso se le conoce como bombeo (fig. 2.12 (a)).

El bombeo logra la excitación de un número apreciable de átomos, cuyo estado energético decae hacia el nivel  $E_2$ . Esto puede darse por emisión espontánea o en forma de calor (fig. 2.12 (b)).

Entre los niveles  $E_2$  y  $E_1$ , los átomos regresan al estado base con la emisión espontánea de un fotón de frecuencia  $\nu_{12} = h(E_2 - E_1)$ . Entre los niveles  $E_2$  y  $E_3$ , se cumplen las condiciones para la distribución de Boltzmann, y si el tiempo de decaimiento es más rápido que la emisión espontánea entre  $E_2$  y  $E_1$ , la consecuencia

será la inversión de población. De esta manera, se garantiza que  $N_2 > N_1$  sin violar las condiciones de temperatura en la distribución de Boltzmann [7].

Para que se presente la condición de las tres bandas de energía en un material semiconductor, este deberá estar degenerado. Un semiconductor degenerado es aquel en el que el nivel de impurezas adicionadas es muy alto en comparación al número de átomos del semiconductor intrínseco [8]. Esto causa que el nivel de Fermi  $E_F$  permanezca dentro de la banda de valencia para el semiconductor tipo  $p$  y dentro de la banda de conducción para el semiconductor tipo  $n$  como se presenta en la figura 2.13 (a).

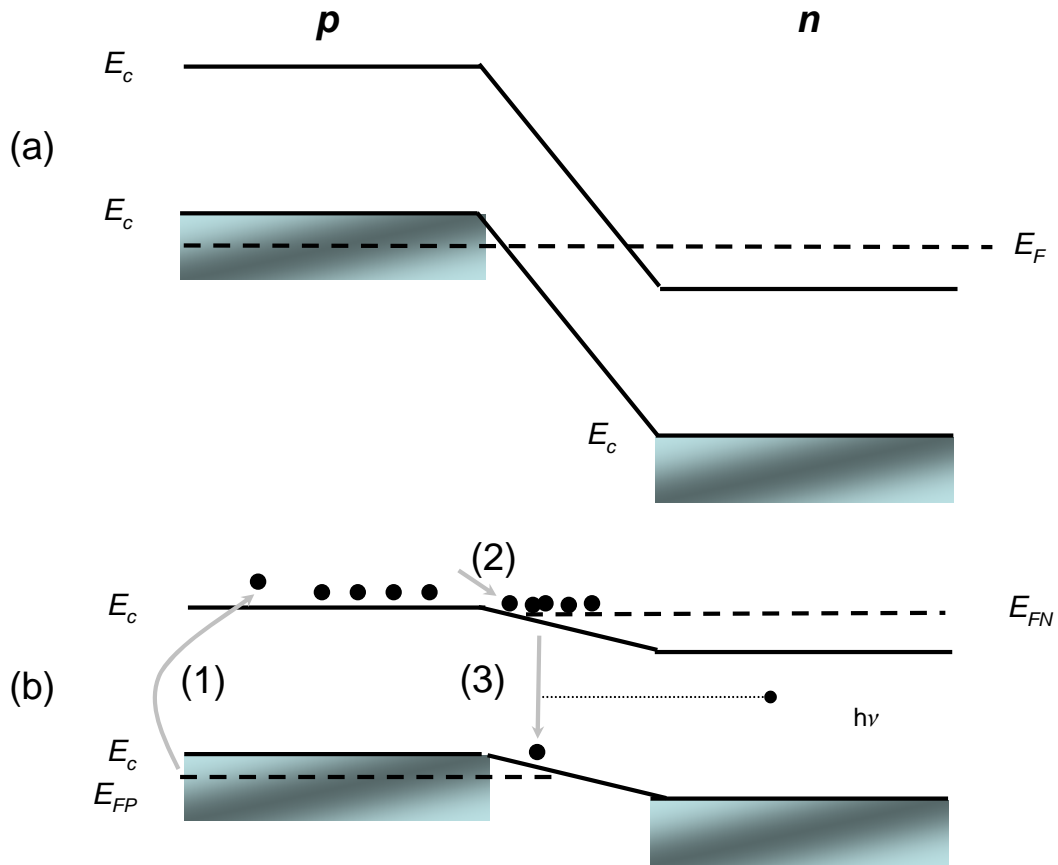


Figura 2.13. Unión pn degenerada (a) Bandas de energía, (b) Polarización directa y emisión de fotones (1) Bombeo, (2) Decaimiento e inversión de población (3), Emisión espontánea.

Bajo polarización directa, la distancia entre las bandas de la unión  $pn$  disminuyen, formándose varios niveles de energía entre el nivel de Fermi del semiconductor tipo  $p$ , y el nivel de Fermi del semiconductor tipo  $n$  ( $E_{FP}$  y  $E_{FN}$  respectivamente) como se aprecia en la figura 2.13 (b).

En el semiconductor degenerado se logra la inversión de población por la inyección de electrones y huecos, y en consecuencia, la emisión espontánea de fotones. La ganancia óptica en un diodo láser esta dada por

$$\gamma(\nu) \propto \left( 1 - e^{\frac{h\nu - (E_{FN} - E_{FP})}{k_B T}} \right). \quad (2.9)$$

De esta manera, para obtener una ganancia  $\gamma(\nu) > 1$  se debe cumplir que  $h\nu < (E_{FN} - E_{FP})$ . En la frontera de la unión  $p - n$ , es donde ocurre la inversión de población, donde gran cantidad de electrones en la banda de conducción son acumulados sobre gran número de huecos. Cuando ocurre la recombinación, los fotones se emiten en el rango  $E_g < h\nu < (E_{FN} - E_{FP})$ .

Para obtener emisión estimulada, se confina la región con inversión de población en una cavidad reflectante donde los fotones rebotan múltiples ocasiones generando así emisión estimulada de fotones. La cavidad reflectante consta de dos espejos en los extremos del semiconductor, como se representa en la figura 2.14.

Los fotones emitidos dentro de la cavidad rebotan en los espejos, y estos a su vez generan nuevos fotones mediante emisión estimulada, que se mantienen confinados en la cavidad. A este proceso se le conoce como retroalimentación óptica, lográndose así la amplificación de la luz.

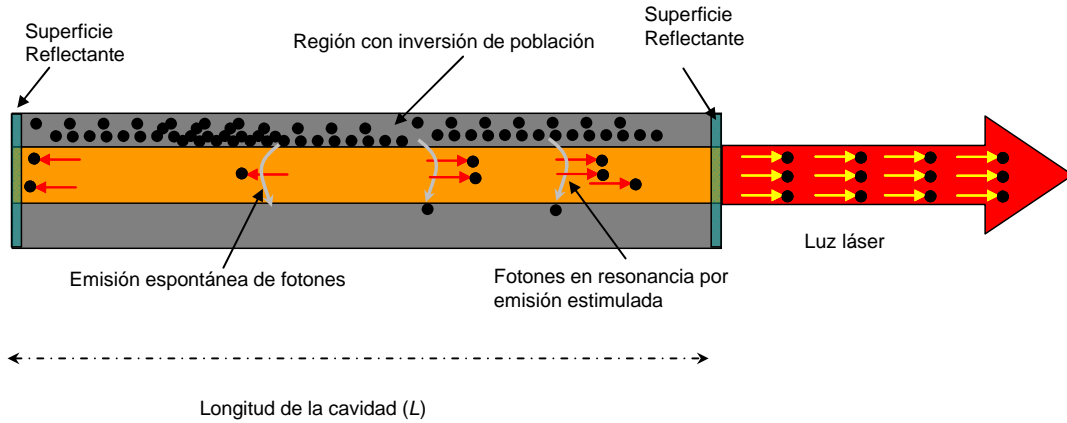


Figura 2.14 Cavidad reflectante de un diodo láser.

La emisión de luz coherente en un diodo láser ocurre cuando la corriente aplicada excede un valor crítico, conocido como corriente de umbral ( $I_t$ ), que está dada por [8]

$$I_t = \frac{L}{\beta} \left( \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right) \quad (2.10)$$

donde  $\beta$  es la dispersión de corriente en el diodo, con unidades de cm/A.  $\alpha$  es el coeficiente de absorción del material,  $L$  la longitud de la cavidad y,  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectancias de los espejos en la cavidad.

La luz que resuena en la cavidad adquiere la propiedad de una onda estacionaria con varios modos de oscilación, es decir, las frecuencias resonantes dentro de una cavidad Fabry- Perot. El número de modos permitidos  $m$  dentro de una cavidad resonante es un número entero múltiplo de  $\lambda/2$ , calculado como [2]:

$$m = \frac{L}{\lambda/2}, \quad (2.11)$$

donde

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.12)$$

con  $\lambda_0$  como la frecuencia central de la luz, y  $n$  el índice de refracción del material semiconductor dentro de la cavidad.

Las respectivas frecuencias resonantes (modos) de la cavidad, pueden calcularse como:

$$\nu_m = \frac{m v}{2L}, \quad (2.13)$$

donde  $v$  es la velocidad de la luz en el medio y  $L$  es la longitud de la cavidad. Los diferentes modos están separados por una diferencia constante que se calcula como [1]:

$$\Delta \nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{v}{2L}. \quad (2.14)$$

Las ecuaciones (2.11) a (2.14) presentan a la cavidad óptica capaz de generar un número finito de modos de oscilación. Algunas técnicas para la emisión de un solo modo incluyen el uso de un etalón interno en la cavidad, o externamente el uso de rejillas de Bragg. En principio, estos dispositivos filtran el modo deseado y rechazan el resto. Los detalles de su funcionamiento pueden encontrarse ampliamente explicados en textos como el de Hecht [2] o de Malacara [3].

La potencia de salida de diodo láser se puede calcular de acuerdo con la siguiente ecuación

$$P_o = \eta_d (i - I_t) \frac{1.24}{\lambda_0}, \quad (2.15)$$

donde  $I_t$  es la corriente de umbral definida en (2.10),  $\lambda_0$  es la longitud de onda central del láser y  $\eta_d$  es la eficiencia cuántica diferencial, que representa el cambio entre el flujo de fotones con respecto a la inyección de portadores. Este parámetro se calcula como

$$\eta_d = \eta_i \eta_e, \quad (2.16)$$

En la expresión (2.16)  $\eta_i$  y  $\eta_e$  son las eficiencias cuánticas de emisión interna y externa respectivamente. La eficiencia interna está referida a la capacidad para generar fotones internamente en la cavidad, mientras que, la eficiencia externa muestra la capacidad del dispositivo para emitir los fotones al exterior. Relacionado con estos parámetros se encuentra también la responsividad del diodo, que representa

la razón de incremento de la potencia de salida con respecto al aumento de la corriente y es calculada como:

$$R_0 = \frac{dP_0}{di} = \eta_d \frac{1.24}{\lambda_0}. \quad (2.17)$$

La ecuación anterior indica entonces que, la responsividad del láser es directamente proporcional a su eficiencia cuántica diferencial.

Cada modo tiene un ancho espectral angosto, cercano a la longitud de onda central por efecto de la resonancia de la cavidad, ya que ésta selecciona y amplifica bandas de frecuencia muy estrechas [2]. Algunas aplicaciones de comunicaciones, tomografía de coherencia óptica o modulación por coherencia, por mencionar algunas, requieren de luz con mayor ancho espectral. Un dispositivo que cubre esta especificación es el diodo superluminiscente, que se describe a continuación.

#### **2.2.4 Diodo superluminiscente (DSL)**

El diodo láser es básicamente un DEL dentro de una cavidad resonante. La cavidad tiene las superficies pulidas, reflectantes y paralelas.

El diodo superluminiscente es una unión *pn*, pero a diferencia del diodo láser las paredes de la cavidad resonante carecen casi totalmente de reflectancia, reduciendo al mínimo retroalimentación óptica. Dentro de la cavidad se presenta mayoritariamente la emisión espontánea y poca emisión estimulada. El DSL combina la potencia de salida de un diodo láser, con una fuente de mayor ancho espectral, similar a un diodo emisor de luz (DEL).

Esta fuente luminosa, típicamente tiene un ancho espectral de decenas de nanómetros, incluso varios micrómetros alrededor de una longitud de onda central  $\lambda_0$ . Por lo general, la densidad espectral de potencia tiene forma gaussiana (figura 2.14, curva roja) aunque también hay diodos con espectro de forma lorentziana. Algunas variantes de diodos usan pozos cuánticos [1] para generar una densidad espectral de potencia distinta, como se muestra en la curva azul figura 2.15.

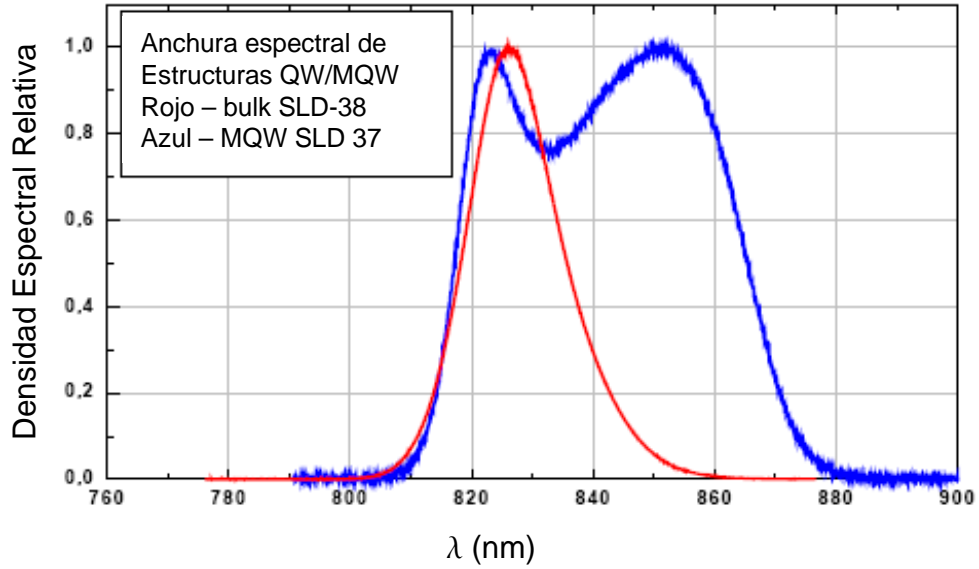


Figura 2.15 Densidad espectral de potencia relativa de dos diodos superluminiscentes: en rojo, un DSL tipo bulk, y en azul un DSL de pozo cuántico (QW).

El ancho espectral de la fuente hace que la longitud de coherencia  $l_c$  de la luz sea de varios micrómetros. Este parámetro puede calcularse como:

$$l_c = k_d \left( \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \right), \quad (2.18)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda central,  $\Delta\lambda$  es el ancho espectral de la fuente y el coeficiente  $k_d$  modifica la densidad espectral de la fuente; si  $k_d = 0.33$ , el espectro es lorentziano y para  $k_d = 0.66$  el espectro es gaussiano. El ancho espectral de la fuente es medido cuando la amplitud relativa a la amplitud máxima es igual a 0.5.

Debido a que existen reflexiones parásitas en los extremos de la cavidad, se obtienen modos residuales caracterizados como

$$m_r = 2G(R_1R_2)^{1/2} \quad (2.19)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  se refieren a los valores de las reflectancias en los extremos de la cavidad (anterior y posterior) del SLD respectivamente.  $G$  es la ganancia de la cavidad, calculada como:

$$G = e^{(g-\alpha)L} \quad (2.20)$$

siendo  $L$  la longitud de la cavidad,  $\alpha$  las pérdidas de la cavidad y  $g$  la ganancia modal.



El factor de modulación residual  $m$  debe reducirse al mínimo posible, y de acuerdo con parámetros de fabricación, el producto  $R_1R_2$  debe ser muy pequeño, del orden de  $10^{-10}$ , para asegurar una modulación menor al 2 % para una ganancia  $G$  de 30 dB.

Por lo general, tanto el diodo láser como el superluminiscente requieren de un control muy fino y estable de la corriente que circula a través de ellos, así como control de corrientes de enfriamiento. Así mismo, el ruido en la fuente de alimentación del diodo debe ser disminuido al mínimo posible para disminuir su efecto en la detección.

La luz generada por los dispositivos antes mencionados requiere dirigirse a otros elementos ópticos que permitan aprovechar sus propiedades para diversos propósitos. Esto puede ser a través del aire, sin embargo, es preferible que se dirija eficientemente la mayor cantidad de luz, que puede ser mediante el uso de fibra óptica, como se explica a continuación.

### **2.3 Fibras ópticas**

La fibra óptica es, en principio, un filamento de vidrio que actúa como guía de onda para la luz. Brevemente, una guía de onda es un medio físico que permite la propagación de ondas electromagnéticas.

El efecto que permite la transmisión a través de la fibra óptica está basado en el fenómeno de reflexión total interna (RTI), basado en la ley de Snell [2]; cuando un rayo de luz que viaja en un medio isotrópico con índice de refracción  $n_i$  e incide con un ángulo de  $\theta_i$  con respecto a la normal, hacia un segundo medio isotrópico con índice  $n_t$ , el rayo cambia de dirección con ángulo de refracción  $\theta_t$  con respecto a la normal de la frontera de ambos medios..

La expresión matemática que describe la ley de Snell es

$$n_i \operatorname{sen}(\theta_i) = n_t \operatorname{sen}(\theta_t), \quad (2.21)$$

donde  $n_i$  y  $n_t$  son los índices de refracción del medio inicial y del medio transmisor.  $\theta_i$  y  $\theta_t$  son los ángulos de incidencia y refracción con respecto a la normal ( $N$ ) respectivamente, como se muestra en la figura 2.16.

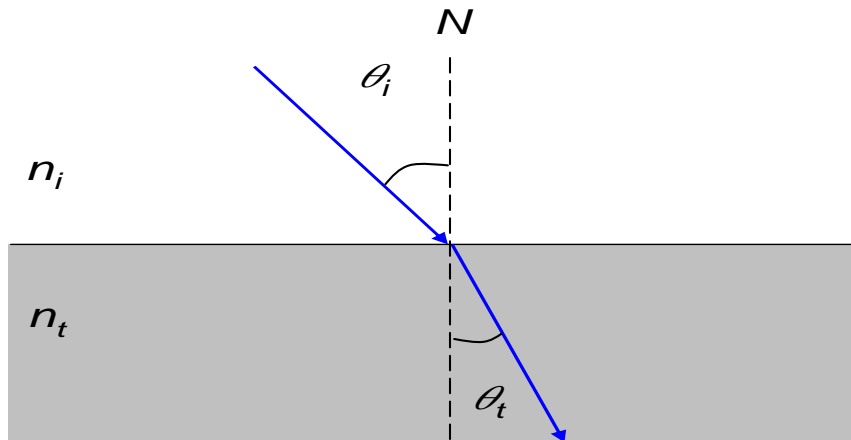


Figura 2.16. Ley de Snell. (a) Refracción de un rayo incidente. (b) Ángulo crítico.

Si el rayo de luz incidente aumenta su ángulo, el ángulo del rayo refractado tiende a  $90^\circ$ . Si  $n_i > n_t$ , el ángulo de incidencia  $\theta_i$  para el cual el ángulo de refracción  $\theta_t = 90^\circ$ , se le conoce como *ángulo crítico*  $\theta_c$ , como se muestra en la figura 2.17.

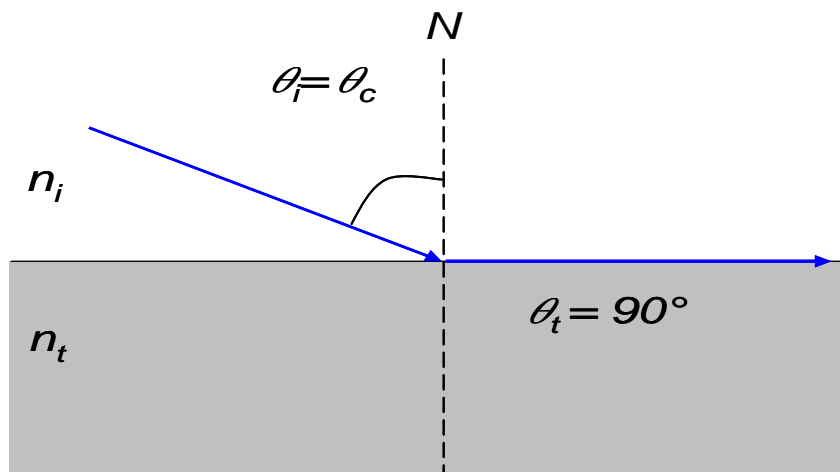


Figura 2.17. Ángulo crítico entre una interfaz con  $n_i > n_t$ .

Cuando el ángulo de refracción es  $\theta_t = 90^\circ$ , la ecuación (2.21) se representa entonces de la siguiente manera:

$$n_i \text{sen}(\theta_c) = n_t, \quad (2.22)$$

De manera que, el ángulo crítico puede calcularse como:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_{ti}) \quad (2.23)$$

donde  $n_{ti} = n_t/n_i$ . Ocurre entonces que si  $n_i > n_t$ , el valor del cociente  $n_{ti}$  es menor a 1.

Si el ángulo del rayo incidente es mayor al ángulo crítico, se produce el fenómeno de reflexión total interna (RTI) que se describe a continuación.

El ángulo de refracción  $\theta_t$  se puede despejar de la ecuación (2.21) como

$$\theta_t = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_i}{n_t} \text{sen}(\theta_i)\right) = \text{sen}^{-1}\left(\frac{1}{n_{ti}} \text{sen}(\theta_i)\right). \quad (2.24)$$

El incremento de  $\theta_t$  conforme  $\theta_i > \theta_c$  requiere un análisis de sensibilidad [9] cuando  $\theta_i = \theta_c$ . De esta forma se puede predecir una variación en el ángulo de salida cuando el ángulo de incidencia se incrementa. El análisis se realiza evaluando la derivada parcial del ángulo de salida con respecto al ángulo de entrada, y evaluando en el ángulo crítico. Este análisis se presenta a continuación.

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \theta_t}{\partial \theta_i} \right|_{\theta_i=\theta_c} &= \left. \frac{\partial}{\partial \theta_i} \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_i}{n_t} \text{sen}(\theta_i)\right) \right|_{\theta_i=\theta_c} = \left. \frac{n_i}{n_t} \frac{\cos(\theta_i)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \text{sen}^2(\theta_i)}} \right|_{\theta_i=\theta_c} = \\ &= \frac{n_i}{n_t} \frac{\cos(\theta_c)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \text{sen}^2(\theta_c)}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

al sustituir (2.23) en (2.25) se obtiene

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\partial \theta_t}{\partial \theta_i} \right|_{\theta_i = \theta_c} &= \frac{n_i}{n_t} \frac{\cos\left(\sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right)\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2} \sin^2\left(\sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right)\right)} = \frac{n_i}{n_t} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2} \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2} = \\
 &= \frac{n_i}{n_t} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2}}{\sqrt{0}} = \infty
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

El resultado del análisis de sensibilidad en (2.26) representa que cualquier incremento de  $\theta_i$  cuando  $\theta_i = \theta_c$  hará a  $\theta_t$  infinito. Es decir, es extremadamente sensible a un incremento de  $\theta_i$  en un intervalo cercano a  $\theta_i = \theta_c$ .

Este análisis indica una alta sensibilidad a la variación del ángulo de salida  $\theta_t$  en función del ángulo de incidencia  $\theta_i$ . Cuando se evalúa la función (2.24) cuando  $\theta_i = \theta_c + \Delta\theta$ , donde  $\Delta\theta$  representa el incremento de ángulo, ocurre lo siguiente

$$\begin{aligned}
 \theta_t &= \sin^{-1}\left(\frac{1}{n_i} \sin(\theta_c + \Delta\theta)\right) = \\
 &= \sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i} (\cos(\theta_c) \sin(\Delta\theta) + \cos(\Delta\theta) \sin(\theta_c))\right) = \\
 &= \sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i} \left(\cos\left(\sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right)\right) \sin(\Delta\theta) + \cos(\Delta\theta) \sin\left(\sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right)\right)\right)\right) = \tag{2.27} \\
 &= \sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2} \sin(\Delta\theta) + \frac{n_t}{n_i} \cos(\Delta\theta)\right)\right) = \\
 &= \sin^{-1}\left(\cos(\Delta\theta) + \frac{n_i}{n_t} \sin(\Delta\theta) \sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2}\right) = \sin^{-1}(f(\Delta\theta))
 \end{aligned}$$

Del resultado anterior, por aproximación cuando  $\Delta\theta$  es muy pequeño y  $\Delta\theta > 0$ ,  $\cos(\Delta\theta) \approx 1$  y  $\sin(\Delta\theta) \approx \Delta\theta$ . Como  $n_i > n_t$  el valor de  $f(\Delta\theta)$  será mayor a 1. En la figura

2.18 se presentan las gráficas de  $f(\Delta\theta) = \cos(\Delta\theta) + \frac{n_i}{n_t} \sin(\Delta\theta) \sqrt{1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2}$ , para

varios valores del cociente  $n_i/n_t \geq 1$ . Puede observarse que cuando el cociente  $n_i/n_t$  es mayor que la unidad,  $f(\Delta\theta)$  será mayor que la unidad.

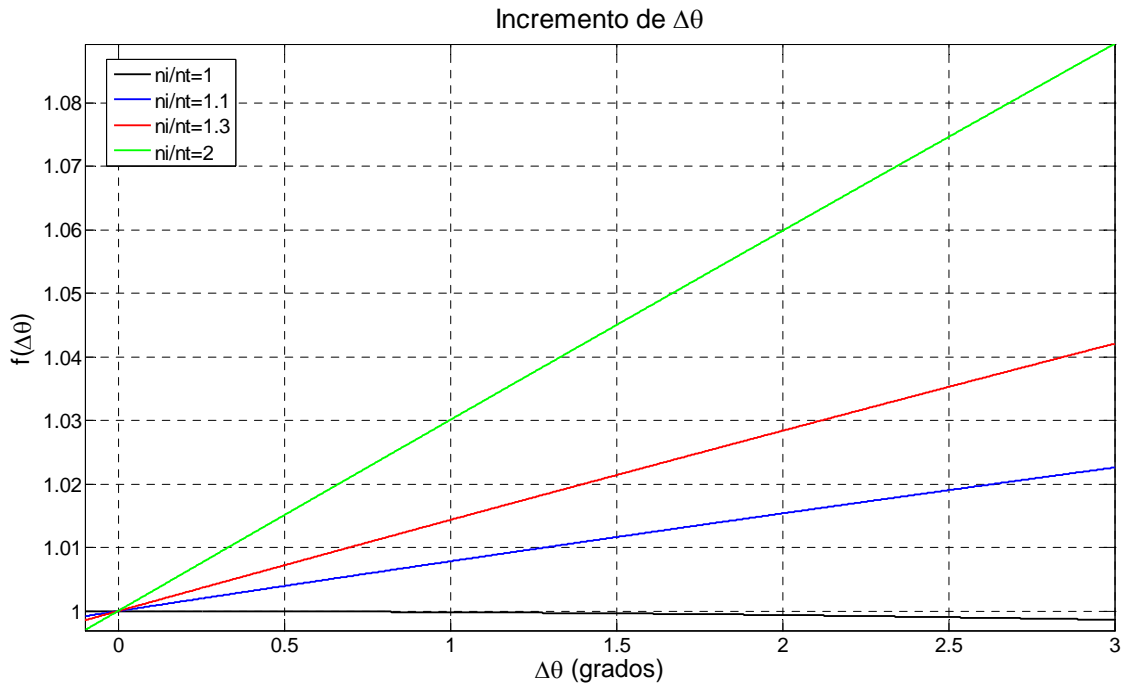


Figura 2.18 Evaluación de la función  $f(\Delta\theta)$  para distintos cocientes de índices de refracción.

Los resultados en (2.26) y (2.27) implican que un rayo de luz con ángulo de incidencia  $\theta_i$  mayor al ángulo crítico  $\theta_c$  el ángulo  $\theta_t$  del rayo transmitido se encontraría a partir de un argumento del arco cuyo seno es mayor a la unidad. Matemáticamente esto no es posible, y físicamente ocurre que el rayo incidente se refleja totalmente como se muestra en la figura 2.19, sin haber rayo transmitido. El rayo reflejado tiene un ángulo de reflexión  $\theta_r$  que es igual al ángulo  $\theta_i$ , con respecto a la normal. Este fenómeno es conocido como reflexión total interna.

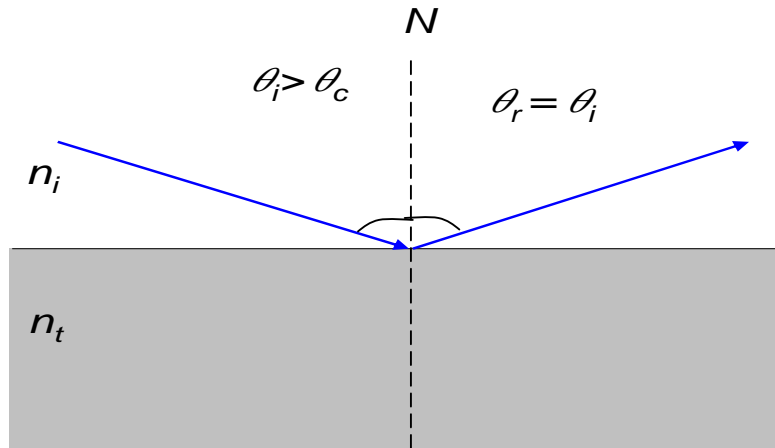


Figura 2.19. Reflexión total interna entre dos medios con diferentes índices de refracción y  $n_i > n_t$ .

La fibra óptica aprovecha la reflexión total interna para la transmisión de luz a través de su estructura. Como se mencionó anteriormente, la fibra óptica es un filamento de vidrio, éste tiene un índice de refracción  $n_1$  el cual se rodea de un recubrimiento con índice de refracción  $n_2$  y con  $n_1 > n_2$ . La luz que se capta en uno de sus extremos se transmite a través de la longitud de la fibra por reflexión interna como se muestra en la figura 2.20.

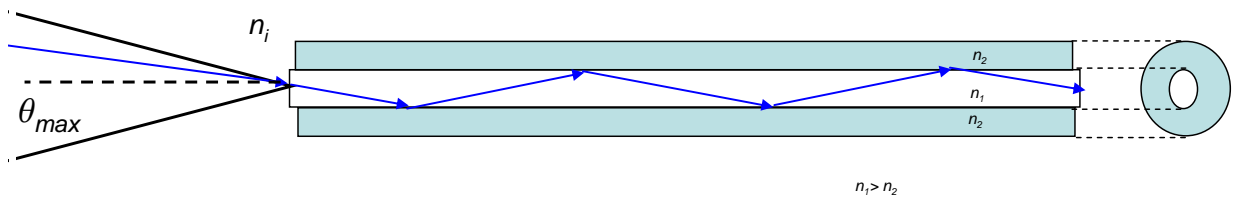


Figura 2.20. Esquema de una fibra óptica.

Para que exista reflexión total interna dentro de la fibra, el rayo incidente debe ingresar con un ángulo menor al ángulo máximo de aceptación de la fibra  $\theta_{max}$  [2].

Un parámetro de importancia de la fibra óptica es la apertura numérica (NA, por sus siglas en inglés). Esta se calcula en función del ángulo de aceptación como [1]:

$$AN = n_i \text{sen}(\theta_{\max}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.28)$$

donde  $n_i$  es el índice de refracción del medio incidente,  $n_1$  y  $n_2$  son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento respectivamente (figura 2.20). Al parámetro  $\Delta$  se le conoce como el cambio fraccional del índice de refracción [1], y se calcula como:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} . \quad (2.29)$$

El cuadrado de la apertura numérica, indica la capacidad de la fibra para captar luz [2]. El valor de  $AN$  es menor o igual a 1. Cuanto más se acerca  $AN$  a la unidad, el ángulo de aceptación se acerca más a  $90^\circ$  [2].

Las variaciones de la apertura numérica y del diámetro del núcleo de la fibra permiten la captación de múltiples modos. El número de modos  $M$  de una fibra puede aproximarse como [1]

$$M \approx \frac{4}{\pi^2} V^2 \quad (2.30)$$

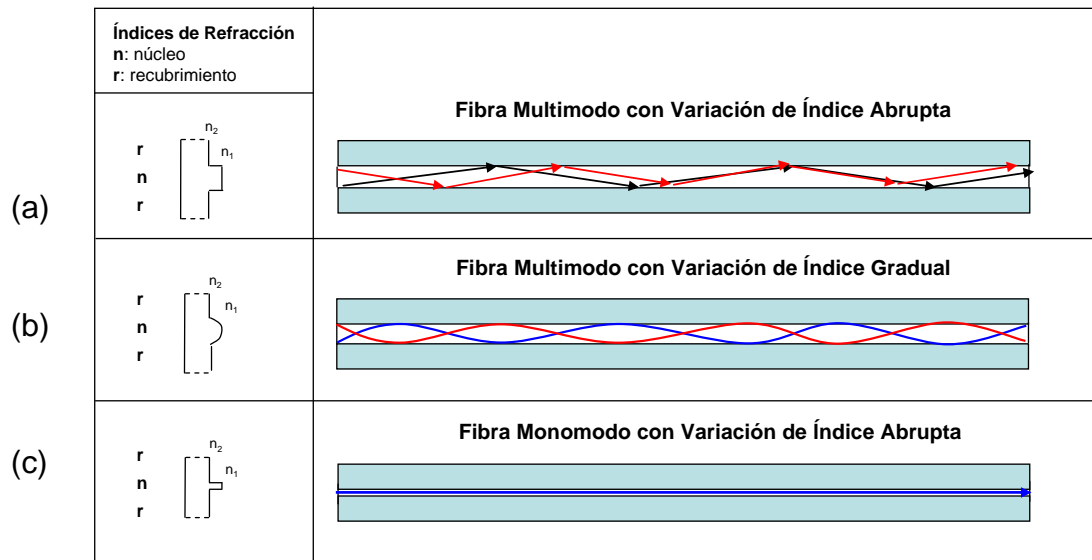
donde el parámetro  $V$  es conocido como el parámetro de la fibra o frecuencia fundamental, está dado por [1],[9]

$$V = k_0 r AN = \frac{2\pi r}{\lambda_0} AN \quad (2.31)$$

y  $r$  es el radio del núcleo de la fibra. Para que una fibra acepte un solo modo, el parámetro  $V$  debe ser menor a 2.405 [1]. De esta manera, mientras más grueso es el núcleo de la fibra, permite la captación de múltiples modos. A este tipo de fibras se les conoce como fibras multimodo. Para la transmisión de un solo modo el radio de la fibra se disminuye, permitiendo un solo modo de luz. A este tipo de fibras se les conoce como fibras monomodo.

Algunos valores típicos en el radio de fibras multimodo se encuentran en el rango de 25 a 30  $\mu\text{m}$ , mientras que, las fibras monomodo tienen un radio de 2 a 4  $\mu\text{m}$  para un valor de  $\Delta \sim 3 \times 10^{-3}$  [9].

En la figura 2.21 se presenta un esquema con las fibras ópticas mencionadas, multimodo y monomodo.



**Figura 2.21. Fibras ópticas: (a) Fibra multimodo con variación de índice abrupto. (b) Fibra multimodo con variación de índice gradual. (c) Fibra monomodo, con variación de índice abrupto.**

Cuando la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y de la cubierta es constante, generalmente se le refiere a las fibras como de índice escalonado o abrupto. En el caso de las fibras multimodo, un problema asociado con la propagación de la luz son las diferentes velocidades de grupo de los distintos modos que viajan a través de la fibra. Cuando la fibra tiene la capacidad para transmitir  $M$  modos de luz, si un pulso de luz ingresa en uno de sus extremos, al final de la fibra el pulso de luz se dispersa en  $M$  pulsos de luz, los cuales se ensanchan más conforme la longitud de la fibra sea mayor. Una manera de disminuir este efecto es utilizar fibras de índice gradual como el diagrama en la figura 2.21 (b). El número aproximado de modos para una fibra de variación de índice gradual puede calcularse como:

$$M \approx \left( \frac{a NA}{\lambda_0} \right)^2 \tag{2.32}$$

En fibras monomodo, se presentan dos tipos de dispersión principalmente; dispersión material, y dispersión de guía de onda.



La dispersión material, también conocida como dispersión cromática se debe a que el vidrio con el que se fabrica la fibra óptica es un material dispersivo en función de la longitud de onda. Cuando un pulso de luz tiene un ancho espectral, las distintas longitudes de onda viajan a velocidades diferentes y esto causa un ensanchamiento o compresión de los pulsos.

La expresión para calcular la dispersión material es la siguiente [10]

$$D_{\lambda} = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (2.33)$$

donde  $n(\lambda)$  es la ecuación de Sellmeier correspondiente al material de la fibra, la longitud de onda se expresa en  $\mu\text{m}$ . La ecuación general de Sellmeier es

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (2.34)$$

Los coeficientes correspondientes para fibra óptica de silicio se presentan en la tabla 2.1

$B_1 = 0.696166300$	$C_1 = 4.67914826 \times 10^{-3} \mu\text{m}$
$B_2 = 0.407942600$	$C_2 = 1.35120631 \times 10^{-2}$
$B_3 = 0.897479400$	$C_3 = 97.9340025$

**Tabla 2.1 Coeficientes de Sellmeier para el vidrio de silicio.**

La figura 2.22 presenta la grafica correspondiente a la función (2.33) y se realiza un acercamiento cercano a  $1.3 \mu\text{m}$ . Las unidades de dispersión son  $\text{ps/km} - \text{nm}$ .

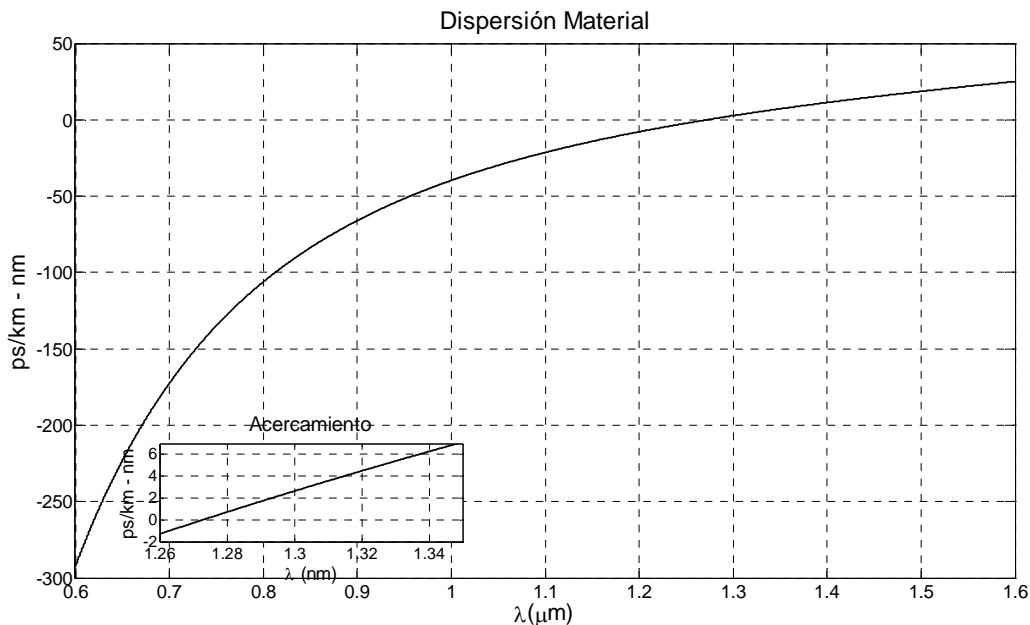


Figura 2.22. Dispersión material en la fibra óptica monomodo.

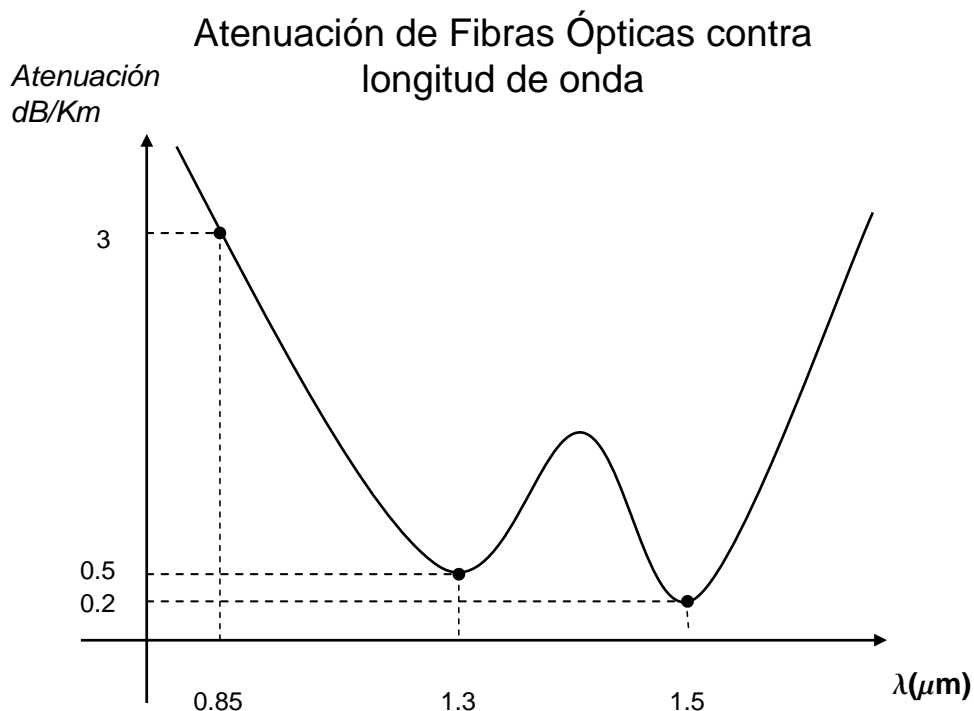
De la figura 2.22, se observa que en la longitud de onda  $\lambda_0 \approx 1.310 \mu\text{m}$  la dispersión es cercana a 0, para efectos prácticos, despreciable. El ensanchamiento de pulsos ópticos ocurre cuando las longitudes de onda son significativamente menores a este valor. La compresión de pulsos ocurre de manera contraria, cuando la longitud de onda es mucho mayor a  $\lambda_0 \approx 1.310 \mu\text{m}$ .

La dispersión de guía de onda ocurre cuando se encuentra cerca de la longitud de onda de dispersión cromática cero ( $\lambda_0 \approx 1.310 \mu\text{m}$ ) mencionada anteriormente. Esta ocurre cuando el cociente del radio del núcleo entre la longitud de onda se modifica. Al variar ligeramente la longitud de onda, causa una diferencia entre la potencia óptica del núcleo y el recubrimiento. En consecuencia, hay un cambio en la velocidad de fase de la onda.

Los efectos de dispersión deben tomarse en cuenta en sistemas de comunicación, debido a que esto causa problemas para la detección de información [4][12].

Otro factor que debe tomarse en cuenta es la atenuación en la fibra óptica. Está se sufre en función de la distancia recorrida. En la década de 1970 a 1980 se tenía un nivel de transmisión de apenas el 1 % de la intensidad inicial en 1 km, la atenuación

era de 20 dB/km. Conforme el estudio de materiales y las tecnologías de fabricación maduraron, se fabricaron fibras con distintos coeficientes de atenuación, principalmente a las longitudes de onda de 0.85  $\mu\text{m}$ , 1.3  $\mu\text{m}$  y 1.5  $\mu\text{m}$ ; la figura 2.23 presenta una gráfica de la atenuación en fibras ópticas.

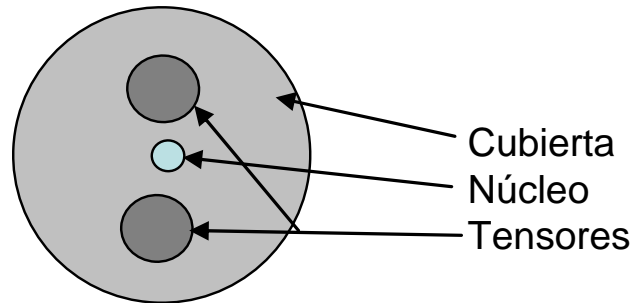


**Figura 2.23 Atenuación en fibras ópticas para distintas longitudes de onda.**

Para una longitud de onda  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ , se la atenuación correspondiente es de 3 dB/km, mientras que para  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  y  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , los coeficientes de atenuación son de 0.5 db/km y 0.2 db/km respectivamente.

Un tipo especial de fibra óptica también utilizada en esta tesis, es conocida como fibra conservadora de polarización. El núcleo de esta fibra es de material birrefringente en su estructura obtenido a partir de la aplicación de presión mecánica. Cuando esta presión se mantiene a lo largo de la fibra, se forma un mayor índice de refracción en una dirección que en otra. La luz polarizada linealmente que viaje sobre esa dirección mantiene su polarización. Un ejemplo de este tipo de fibras es la

conocida como tipo Panda, en la cual dos cilindros aplican presión a la fibra y causan el efecto antes mencionado, como se muestra en la figura 2.24.



**Figura 2.24** Esquema de una fibra conservadora de polarización tipo Panda.

La luz que se genera por diversas fuentes y que es transmitida por fibra óptica, y que sufre de algún proceso de modulación requiere ser detectada por dispositivos optoelectrónicos adecuados a la longitud de onda central. Estos dispositivos son conocidos como fotodetectores, los cuales convierten la intensidad óptica en corriente eléctrica. El principal fotodetector utilizado en esta tesis es el diodo *pin* que se explica en la siguiente sección.

## **2.4 Fotodetectores**

Para la detección de la luz proveniente de una fuente óptica, es necesario un dispositivo transductor que convierta la intensidad óptica en corriente eléctrica, el dispositivo requerido es un fotodetector.

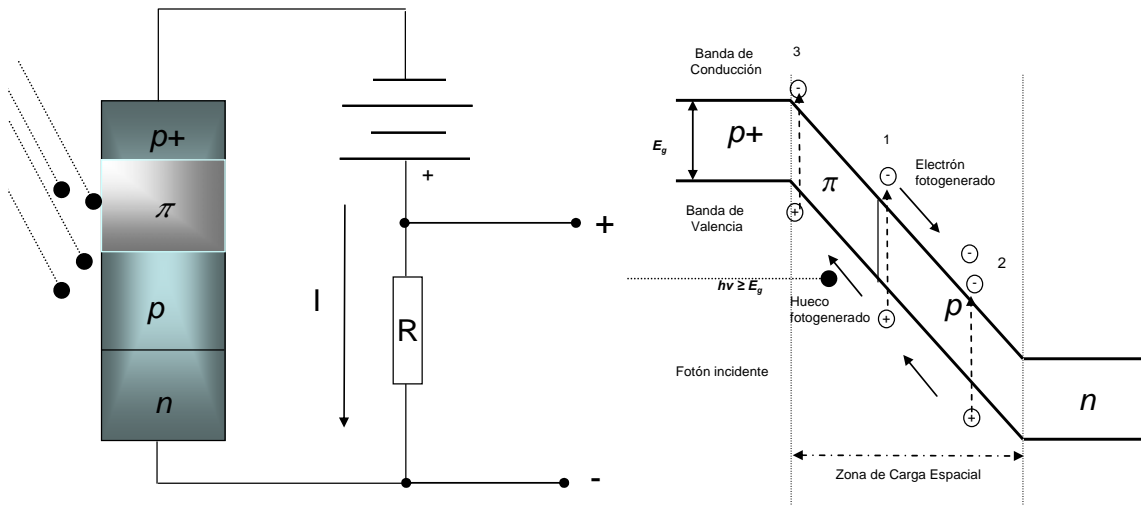
Diversos tipos de fotodetectores existen en la actualidad, desde fotomultiplicadores, detectores piroeléctricos, y dispositivos semiconductores [1],[4]. Estos últimos son utilizados en sistemas de fibra óptica. Entre los dispositivos semiconductores, se pueden encontrar fototransistores y fotodiodos, y son estos últimos los preferidos por su respuesta en frecuencia y su tamaño reducido.

Los dos principales diodos fotodetectores son el diodo de avalancha y el diodo *pin*.

### 2.4.1 Diodo avalancha

El diodo de avalancha es un dispositivo semiconductor formado de las siguientes regiones: primero, una región de material semiconductor altamente dopada tipo  $p^+$ , seguida de otra ligeramente dopada  $p^-$ , denominada también como región  $\pi$ . Le siguen dos regiones que forman una unión  $pn$ . El dispositivo requiere para su funcionamiento estar eléctricamente polarizado en inversa. De esta manera, la zona de carga espacial entre la región  $p^+$  y la región  $n$  aumenta.

La figura 2.25 describe el proceso de funcionamiento. En (1), cuando incide un fotón con la energía suficiente, el fotón se absorbe y se genera un par electrón-hueco. El campo eléctrico acelera el electrón hacia la región  $n$ , y el hueco hacia la región  $p$ .



**Figura 2.25** Esquema de funcionamiento de un diodo Avalancha. (1). Absorción y generación de pares electrón-hueco. (2) Aceleración de electrones y huecos generados y creación de nuevos pares electrón-hueco (3).

Esta aceleración conlleva múltiples colisiones aleatorias con electrones y huecos de las bandas de conducción y valencia respectivamente. El electrón y el hueco que inician las colisiones pierden energía. (2) La energía del par electrón hueco fotogenerado genera entonces un nuevo par electrón-hueco que es acelerado por el campo eléctrico. Este efecto es llamado *ionización por impacto*.

Los nuevos pares electrón-hueco generados a su vez colisionan con otros electrones y huecos, generando así nuevos pares electrón-hueco. A éste proceso se le conoce como *avalancha*, que da el nombre al dispositivo ejemplificado en la figura 2.25

De esta manera se genera una fotocorriente proporcional a la potencia óptica incidente por un factor de multiplicación  $M$  [1],[4],[6]. El factor de multiplicación se calcula como

$$M = \frac{I(W)}{I_{no}} \quad (2.35)$$

Donde  $I(W)$  es la corriente en la región de depleción  $W$ , e  $I_{no}$  es la corriente inicial para el proceso de avalancha.

### 2.4.2 Diodo *pin*

El otro dispositivo semiconductor utilizado frecuentemente es el diodo *pin*. Este dispositivo semiconductor consiste en dos secciones tipo *p* y *n* separadas por una región intrínseca *i*. El propósito de esta estructura es crear una zona de carga espacial mayor a la de una unión *pn* simple [1],[6]. Controlando el tamaño de esta zona, es posible diseñar dispositivos para utilizarse para detectar distintas longitudes de onda.

El diagrama esquemático se presenta en la figura 2.26.

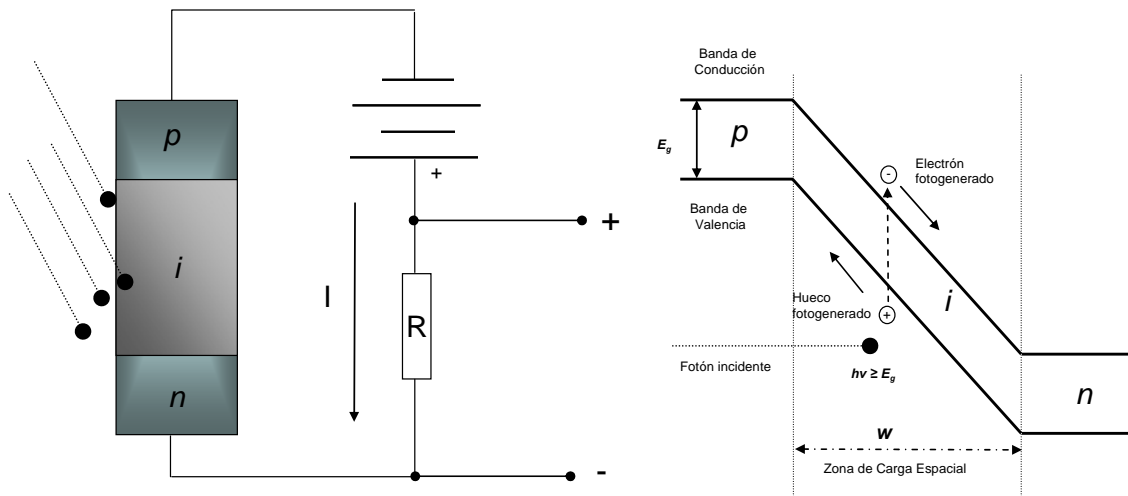


Figura 2.26. Diodo *pin*. Esquema de conexión y diagrama de bandas de energía. Se muestra el efecto de los fotones incidentes para la generación de pares electrón-hueco.

El funcionamiento del diodo *pin* requiere que se encuentre eléctricamente polarizado en inversa. El campo eléctrico existente en la zona de carga espacial causa que se generen pares electrón hueco ante la presencia de fotones que tengan una energía mayor o igual a la banda de energía  $E_g$ , permitiendo entonces que se genere un flujo de corriente.

La fotocorriente  $I_p$  generada por un fotodiodo *pin* está dada por la siguiente ecuación:

$$I_p = R P_{in} \quad (2.36)$$

donde  $R$  es la responsividad del material (Amperes/Watt) y  $P_{in}$  es la potencia incidente (Watts) al diodo. La responsividad del material, es función de su eficiencia cuántica  $\eta$  y de la longitud de onda incidente. Este parámetro indica la capacidad del material para convertir un fotón en pares electrón-hueco.

La responsividad se calcula como

$$R = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1.24}, \quad (2.37)$$

donde:

$q$ : carga del electrón ( $1.6 \times 10^{-19}$  C).

$h$ : constante de Planck ( $6.62517 \times 10^{-34}$  J s =  $4.132 \times 10^{-15}$  eV s).

$\nu$ : frecuencia de la luz [Hz] ( $\nu = c/\lambda$ ), donde la longitud de onda se expresa en micras.

La responsividad del material se incrementa con la longitud de onda, sin embargo, esta tiene un límite ya que al aumentar la longitud de onda, la energía decrece, y con esto la eficiencia cuántica disminuye. Esto ocurre cuando la energía del fotón es menor a la banda de energía  $E_g$  del material semiconductor.

La radiación absorbida por el material semiconductor en la zona de carga espacial, con distancia  $w$  (figura 2.26) está dada por la ley exponencial:

$$P(w) = P_0 \left(1 - e^{-\alpha(\lambda)w}\right) \quad (2.38)$$

donde  $\alpha(\lambda)$  es el coeficiente de absorción y  $R_f$  es la reflectancia del material. El coeficiente de absorción es función de la longitud de onda. En la figura 2.27, se

presentan los materiales comúnmente utilizados para fotodetectores *pin*, y sus respectivos coeficientes de absorción. Por ejemplo, un buen fotodetector que trabaje en la región del infrarrojo es el compuesto de InGaAs (línea azul).

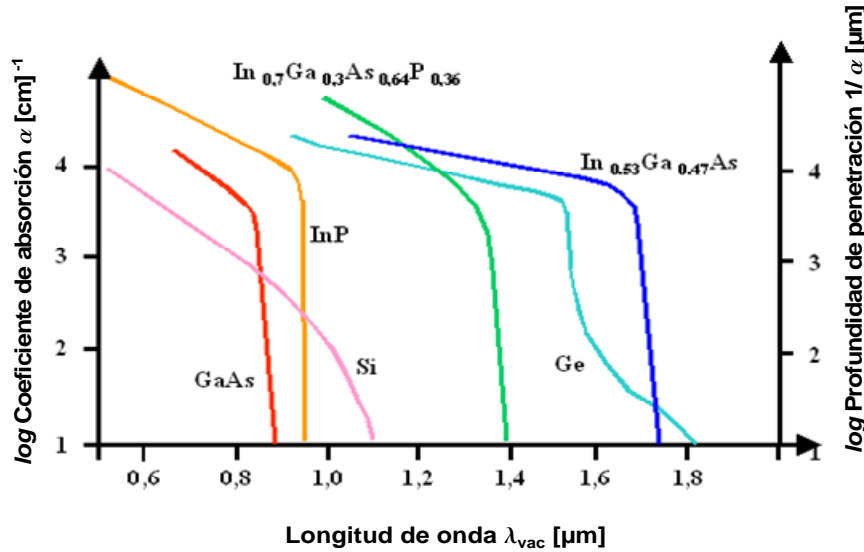


Figura 2.27 Coeficientes de absorción para diversos materiales utilizados para diodos *pin*.

Para mayor detección de luz, el diodo *pin* se fabrica con una zona de carga espacial ancha. La capacitancia asociada del diodo es inversamente proporcional a la distancia  $w$  y directamente proporcional al área transversal. Esta se calcula como:

$$C_d = \frac{\epsilon A}{w} \quad (2.39)$$

donde  $A$  es el área de la región intrínseca y  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica del semiconductor. La capacitancia del diodo afecta su respuesta en frecuencia; para aumentar el ancho de banda del diodo, es necesario reducirla, y una manera de hacerlo es reducir el área que detecta la luz incidente.

El diodo *pin*, polarizado inversamente, puede ser modelado como una fuente de corriente que tiene asociada una capacitancia  $C_d$  y una resistencia  $R_d$ . El circuito fotodetector se presenta en la figura 2.28(b).



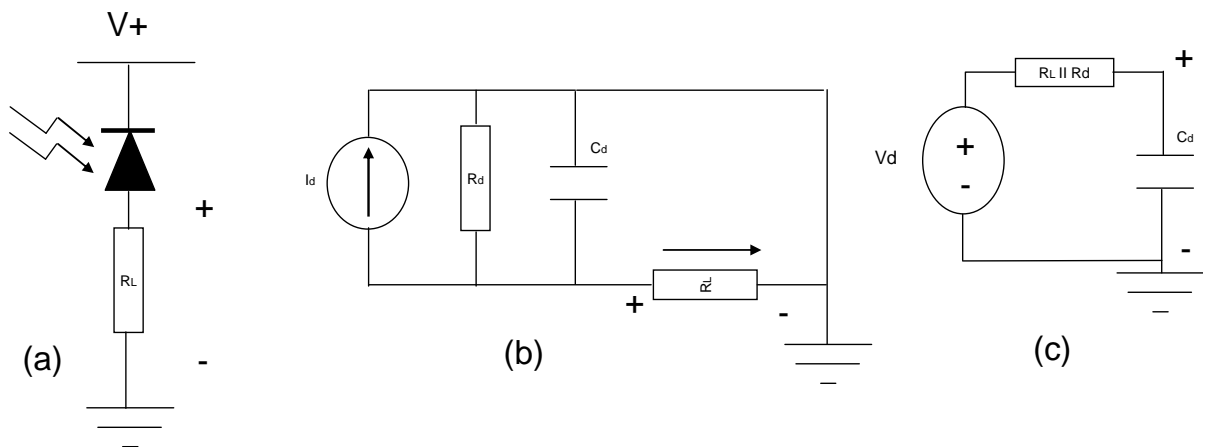


Figura 2.28 Modelo del diodo pin en corriente alterna (AC): (a) Conexión, (b) Modelo equivalente de AC, (c) Equivalente de Thevenin-Norton.

Por lo general, el valor de la capacitancia del diodo es muy pequeña, del orden de picofarads debido a la región intrínseca del diodo, y la resistencia del diodo es muy grande, casi un circuito abierto. Del modelo equivalente en corriente alterna (AC) de la figura 2.28, es posible observar que la resistencia de carga  $R_L$  está en paralelo con la resistencia y capacitancia del diodo. Por modelos equivalentes de Thevenin – Norton (figura 2.28 (c)), también puede modelarse como una fuente de voltaje que está conectada a un circuito RC. La frecuencia de corte de este tipo de circuito (despreciándose la resistencia del diodo) puede calcularse como:

$$f_c \approx \frac{1}{2\pi R_L C_d}. \quad (2.40)$$

De esta manera, si se requiere que el ancho de banda sea grande, la resistencia deberá ser pequeña, del orden de decenas de ohms.

Ambos dispositivos mencionados anteriormente presentan ventajas y desventajas para utilizarse como dispositivos fotodetectores.

Entre las ventajas del diodo de avalancha se pueden mencionar las siguientes[1][11]:

- Alta sensibilidad a la luz. Intensidades muy pequeñas permiten ser detectadas por el diodo.
- Factor de multiplicación. Esto permite que genere corriente, disminuyendo así la necesidad de grandes ganancias en amplificadores posteriores.

- La rapidez del diodo permite detectar luz modulada en frecuencias de microondas.

Las principales desventajas del diodo de avalancha son [1]:

- Mayor factor de ruido debido a la aleatoriedad del proceso de avalancha.
- El paso de la corriente por las diversas regiones del diodo consume más tiempo, disminuyendo así el ancho de banda.
- El factor de ruido es dependiente de la temperatura del dispositivo, por lo que requiere un circuito de control de temperatura [12].
- Se requiere de circuitos de amplificación externos que consideren el rechazo al ruido y altas ganancias, lo que limita el ancho de banda efectivo a detectar.

Entre las principales ventajas de utilizar un diodo *pin* se encuentran:

- Baja capacitancia en la zona de carga espacial, lo que aumenta la respuesta en frecuencia.
- El ancho de la zona de carga espacial permite una mayor absorción de luz.

Las principales desventajas del uso del diodo *pin* se encuentran.

- El ancho de banda es inversamente proporcional a la resistencia de carga, esto implica que con resistencias pequeñas, el voltaje de salida es muy pequeño, con mayor susceptibilidad al ruido.

Al analizar las ventajas y desventajas de los fotodiodos de avalancha y *pin*, se encontró una mayor disponibilidad de diodos *pin* para el desarrollo de esta tesis. Así mismo, la necesidad de diseño de un circuito amplificador tiene el potencial de ser llevado a cabo considerando el diodo *pin* como una mejor opción para fotodetección debido a su menor nivel de ruido. Esto fue lo que centró la decisión de utilizar al diodo *pin* como detector. Como se mencionó anteriormente, la susceptibilidad al ruido del dispositivo es importante, por lo que se analiza a continuación.

### 2.4.3 Ruido en el diodo *pin*

El proceso de detección de luz mediante un fotodetector puede ser considerado como un proceso aleatorio, donde los fotones llegan de una manera desordenada y se transforman en corriente eléctrica. Este es un proceso de Poisson. Brevemente, un proceso de Poisson es el que estudia la probabilidad de que ocurran múltiples eventos discretos en un intervalo de tiempo, como por ejemplo, el arribo de fotones al diodo *pin* [13].

Además, la de fotodetección está sujeta a perturbaciones externas, consideradas como ruido, y para la correcta detección de la información, se requiere de un análisis para minimizar este ruido añadido.

Los principales tipos de ruido que afectan a un proceso de fotodetección son los siguientes:

- **Ruido térmico:** Este ruido se presenta por el movimiento aleatorio de los átomos en materiales resistivos que se encuentren en temperaturas finitas. Esto causa generación aleatoria de pares electrón hueco provocando una corriente de ruido, aún sin polarización eléctrica alguna [1]. La intensidad de corriente de este ruido está dada por la siguiente ecuación:

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad (2.41)$$

donde:

**k:** constante de Boltzmann ( $1.38066 \times 10^{-23}$  J/K =  $86.17 \times 10^{-6}$  eV/K).

**T:** Temperatura del dispositivo.[Kelvin].

**B:** Ancho de banda del dispositivo [Hz].

**R<sub>eq</sub>:** Resistencia de carga conectada al dispositivo (equivalente ) [ $\Omega$ ]

- **Ruido cuántico:** También es conocido como ruido de disparo. Este ruido es producido en las uniones *pn*, cuando variaciones pequeñas de intensidad

generan aleatoriamente pares electrón-hueco, y dan lugar a una corriente pequeña, proporcional a la corriente generada y definida por:

$$\langle i_q^2 \rangle = 2qIB \quad (2.42)$$

donde:

*I*: Corriente en el fotodiodo (eq. (2.36))

*q*: Carga del electrón (1.602564 x 10<sup>-19</sup> Coulomb)

*B*: Ancho de banda del dispositivo (Hz).

- **Ruido de oscuridad:** Este ruido es generado por la corriente del fotodetector en ausencia de luz. El valor de esta corriente se da en el rango de uno a diez nanoamperes.

$$\langle i_D^2 \rangle = 2qI_D B \quad (2.43)$$

donde:

*I<sub>D</sub>*: Corriente de oscuridad del fotodiodo.

*q*: Carga del electrón (1.602564 x 10<sup>-19</sup> Coulomb)

*B*: Ancho de banda del dispositivo (Hz).

- **Ruido de intensidad relativa (RIN):** Este ruido es efecto de variaciones en la intensidad del láser incidente al dispositivo. Se presenta como una modulación aleatoria de la intensidad de luz recibida en el área de detección, que puede ser producida por inestabilidad en la cavidad resonante o variación de la temperatura. Las especificaciones de algunos dispositivos láser semiconductores lo marcan del orden de -120 dB/Hz. El efecto se ve en la corriente generada, producto de la responsividad y la potencia incidente. Este ruido se calcula como:

$$\langle i_{RIN}^2 \rangle = (RP_{in})^2 rin B \quad (2.44)$$

donde *rin* es la variación en la potencia láser. [Hz<sup>-1</sup>] calculada como:

$$rin = 10^{\frac{RIN_{dB}}{10}} \quad (2.45)$$

y  $RIN_{dB}$  es la especificación de aportación en dB/Hz.

$$R_{dBm} = 10 \log \left( \frac{\langle i_r^2 \rangle 1\Omega}{1mW} \right), \quad (2.46)$$

La aportación de cada uno de los ruidos antes mencionados, en potencia relativa (dBm) se puede calcular como

$$SNR = \frac{\langle I^2 \rangle}{\Sigma \langle i_r^2 \rangle} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle i_T^2 \rangle + \langle i_q^2 \rangle + \langle i_D^2 \rangle + \langle i_{RIN}^2 \rangle} \quad (2.47)$$

y la relación señal a ruido total en decibeles se calcula como:

$$SNR_{dB} = 10 \log \left( \frac{\langle I^2 \rangle}{\Sigma \langle i_r^2 \rangle} \right) = 10 \log \left( \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle i_T^2 \rangle + \langle i_q^2 \rangle + \langle i_D^2 \rangle + \langle i_{RIN}^2 \rangle} \right) =$$

$$= 10 \log \left( \frac{(RP)^2}{\frac{4kTB}{R_{eq}} + 2qIB + 2qI_D B + (RP)^2 rin B} \right) \quad (2.48)$$

Al utilizar la fórmula en (2.47) y al graficar para cada uno de los ruidos antes mencionados, es posible observar que tipo de ruido afectará más el desempeño de un fotodetector tipo *pin*. Con la gráfica de la fórmula en (2.48), se observará la relación señal a ruido que tendrá el fotodetector, y considerar así las condiciones donde el ruido puede afectar la sensiblemente la fotodetección.

Por ejemplo, en un circuito fotodetector sujeto a las siguientes condiciones presentadas en la tabla 2.2

$R_{eq} = 50 \Omega.$	$T = 300 K$
$B: [0 - 110] MHz,$	$I_D = 0.1 nA$
$R: 0.8 A/W ,$	$P_{in}: 10 \mu W.$
$RIN_{dB} = -120 dB/Hz.$	$C_d : 0.7 pF$

Tabla 2.2 Condiciones para simulación de ruido de un fotodetector *pin* (caso 1).

En la figura 2.29 se evalúan las funciones de ruido de acuerdo con las expresiones (2.41) a (2.46) para todo el ancho de banda del dispositivo. Bajo las condiciones de la tabla 2.2, el ruido térmico tiene mayor aportación, mientras que el de menor aportación es el ruido de oscuridad.

Al analizar la relación señal a ruido total para el circuito de acuerdo la expresión (2.48) la relación señal a ruido es mayor a 50 dB en todo el ancho de banda, como se presenta en la figura 2.30. La frecuencia de corte calculada para el circuito equivalente de resistencia-capacitor de acuerdo con la expresión (2.40) para estas condiciones es de 4.54 GHz. Este último resultado indica únicamente que el ancho de banda del fotodetector no se ve afectado, ya que es mucho menor a la frecuencia de corte del circuito.

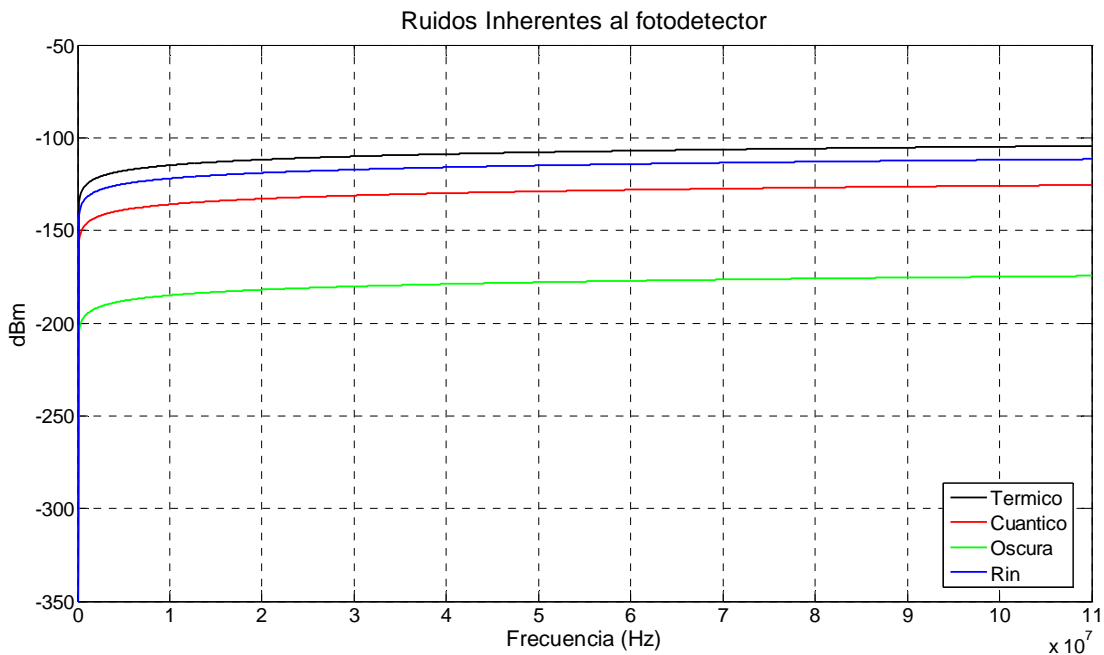


Figura 2.29 Simulación de la potencia relativa de los ruidos para las condiciones de la tabla 2.2

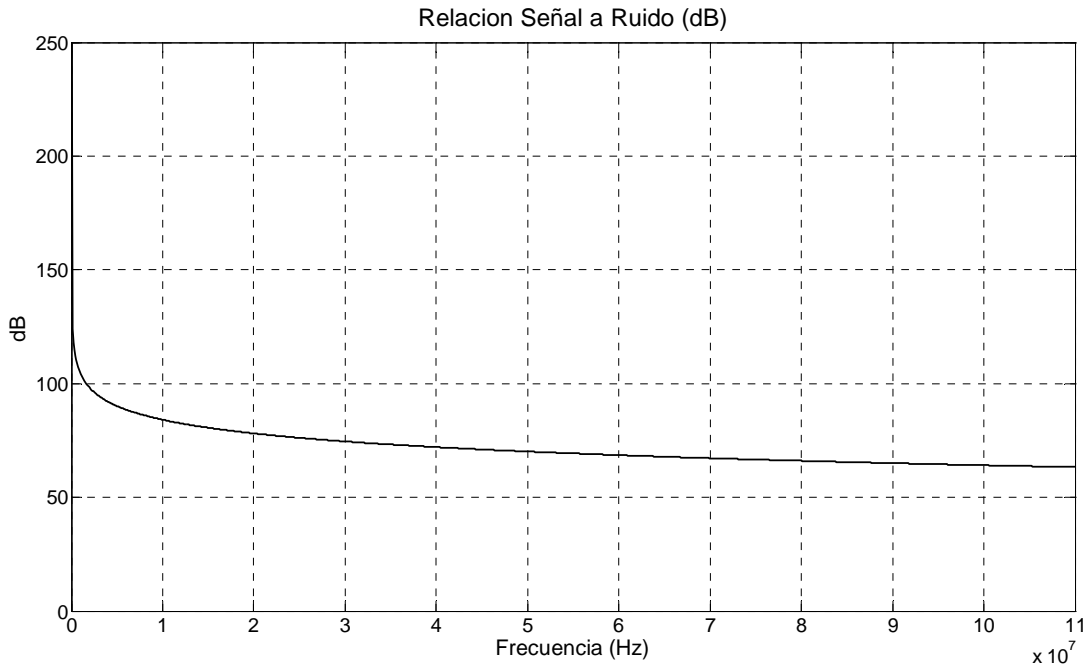


Figura 2.30. Simulación de la relación señal a ruido para el fotodetector.

Al aumentar la resistencia de carga a 1 kΩ, como se presenta en la tabla 2.3, la contribución mayor de ruido está dada ahora por el ruido RIN (figura 2.31), y el de menor contribución sigue siendo el ruido de oscuridad. La relación señal a ruido, aumenta en comparación con el ejemplo anterior (figura 2.32). La frecuencia de corte del circuito resistencia capacitor es 227.4 MHz, de acuerdo con la expresión (2.40). Aunque no afecta el ancho de banda del fotodetector, es importante notar que al aumentar la resistencia de carga, disminuye la respuesta posible del circuito.

$R_{eq} = 1000 \Omega.$	$T = 300 \text{ K}$
$B: [0 - 110] \text{ MHz}$	$I_D = 0.1 \text{ nA}$
$R: 0.8 \text{ A/W}$	$P: 10 \mu\text{W}.$
$RIN_{dB} = -120 \text{ dB/Hz}.$	$C_d: 0.7 \text{ pF}$

Tabla 2.3 Condiciones de simulación de ruido para el diodo *pin* (caso 2.)

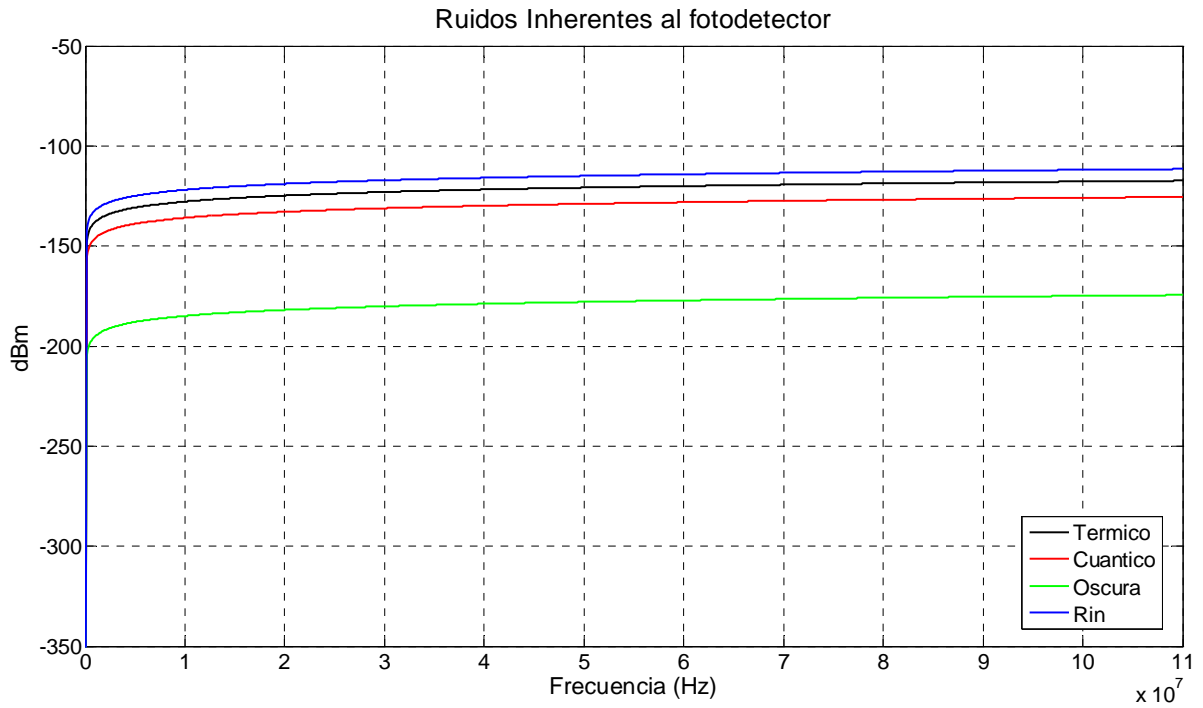


Figura 2.31 Simulación del ruido en el fotodetector con las condiciones de la tabla 2.3.

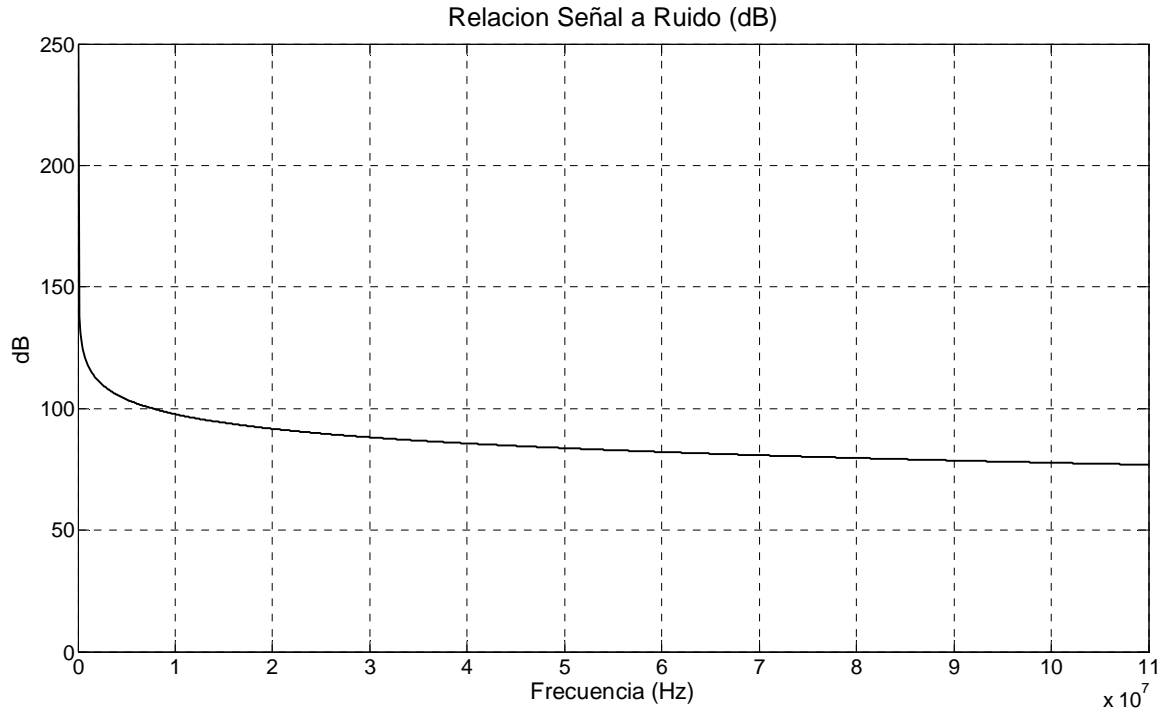


Figura 2.32 Relación Señal a ruido del fotodetector.



De los dos ejemplos presentados se observa que con una resistencia de  $50 \Omega$  se tiene una relación señal a ruido menor que con una resistencia de  $1 \text{ k}\Omega$ ; el ruido que disminuye es el térmico. Otra consideración es que con el aumento de la relación señal a ruido, se obtiene la disminución en la respuesta en frecuencia del circuito.

Para mejorar la relación señal a ruido, otras posibilidades pueden ser el aumento de la potencia incidente o disminución del ruido RIN en la fuente de luz.

El conocimiento de los parámetros de ruido permitirá diseñar un amplificador para fotodetección.

## **Conclusiones**

En este capítulo se revisaron los elementos requeridos para el montaje de un sistema optoelectrónico. Se revisó el principio básico de las fuentes de luz como son los fenómenos de la fotoluminiscencia, electroluminiscencia y la emisión estimulada. Las fuentes de luz a utilizar para este trabajo como los diodos emisores de luz, el diodo láser y el superluminiscente son analizados en sus principios de operación y emisión de radiación lumínica. Los principios de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada en materiales semiconductores se presentan en semiconductores de banda directa, como el GaAs. La emisión láser con estos dispositivos semiconductores es posible mediante la inversión de población y retroalimentación óptica, que permiten una mayor tasa de emisión estimulada que de emisión espontánea y absorción. Para la emisión de un solo modo en un diodo láser el uso de resonadores de Bragg o etalones internos permiten el filtrado de los modos no deseados de la cavidad resonante.

Se hizo un breve repaso en el uso de las fibras ópticas como medio para transmitir luz; se revisaron los conceptos de la ley de Snell y la reflexión total interna. Bajo este enfoque es importante conocer los parámetros de apertura numérica y el número de modos que puede una fibra transmitir.

Brevemente se describieron los diversos tipos de fibras multimodo, monomodo, y fibra conservadora de polarización. Se revisaron los parámetros de dispersión cromática, que afecta el desempeño de fibras multimodo y las dispersiones material y de guía de onda que afectan a las fibras monomodo. Se revisó la atenuación en fibras para las longitudes de onda.

Se revisaron dispositivos semiconductores para la detección de la luz como el diodo avalancha y el diodo *pin*. Se revisan las ventajas y desventajas de ambos dispositivos así como el análisis de ruido a los que son susceptibles en el proceso de fotodetección.

Por último se presentaron en esta sección las propiedades del niobato de litio y se analizaron sus propiedades como material electroóptico que se utiliza en esta tesis como elemento sensor de campos eléctricos. Con este conocimiento es posible tener en cuenta las consideraciones para el montaje de un sistema de transmisión y detección de luz, así mismo, se sientan las bases para el diseño de amplificadores de señal.



## **Referencias**

- [1] Baha, E. A. Saleh, Malvin, Carl Teich, “Fundamental of Photonics,” John Wiley & Sons, primera edición, 1991.
- [2] Hecht, Eugene, “Optica”, Pearson, Addison Wesley, tercera edición, 2000.
- [3] Malacara, Daniel, “Óptica Básica,” Fondo de Cultura Económica, México, segunda edición, 2004.
- [4] Davis, Christopher C., “Lasers and Electro-Optics, Fundamentals and Engineering”, Cambridge University Press 1996.
- [5] Optical Society of America, “Handbook of Optics,” Driscoll, Walter G., Vaughan, William editores. McGraw Hill Book Company. First Edition 1978.
- [6] Sze, S. M. “Physics of Semiconductor Devices”, New York Wiley & Sons. 2nd Edition 1969.
- [7] Svelto, Orazio, “Principles of Lasers”, fourth edition, Ed. Springer
- [8] Neamen, Donald A. “Semiconductor Physics and Devices”, Ed. Irwin Inc. 1992.
- [9] Pallàs-Areny, Ramon, Webster, John G., “Sensors and signal conditioning”, 2<sup>nd</sup> Edition. John Wiley & Sons
- [10] Agrawal, Govind P., “Nonlinear Fiber Optics”, 1989, Academic Press Inc.
- [11] Ghatak, A. K., Thyagarajan, K. “Optical Electronics,” Cambridge University Press, primera edición 1989.
- [12] Maciel Villafuerte, Hugo. “Transmisión de Información vía Fibra Óptica Utilizando Modulación de Coherencia Luminosa”, Tesis de Maestría, INAOE, 2002.
- [13] Papoulis, Athanasios, Pillai S. U. “Probability, Random Variables and Stochastic Processes, 4<sup>th</sup> Edition, McGraw Hill.



## **Capítulo 3. Propiedades estadísticas de la luz e interferometría de haces luminosos**

### ***3.1 Introducción***

En este capítulo se presenta una revisión de conceptos importantes asociados al estudio de la energía luminosa tales como intensidad, autocorrelación, coherencia y densidad espectral de potencia. Esta revisión es importante ya que se utiliza luz como señal portadora de información en el contexto de este trabajo. De igual manera, se describen las técnicas de modulación de intensidad y modulación de retardos.

Relacionado con lo anterior, un sistema interferométrico utiliza la superposición de dos ondas para producir interferencia. Existen dos tipos de sistemas interferométricos: de división de frente de onda y de división de amplitud; los ejemplos más conocidos son los interferómetros de Young y el de Michelson respectivamente [1].

El interferómetro de Michelson tiene múltiples aplicaciones dentro del campo de la óptica; en metrología o espectroscopia óptica, se utiliza en mediciones de distancia, velocidad, vibración, medición de índices de refracción o determinación de anchos espectrales son algunos ejemplos de su uso.

Otro dispositivo óptico que permite generar retardos es el interferómetro de polarización, el cual consiste en un segmento de material birrefringente, situado entre dos polarizadores ópticos [1]. La birrefringencia y la longitud física del elemento determinan el valor del retardo óptico que se introduce entre dos modos ópticos en propagación.

En este capítulo se analizan los interferómetros de Michelson y de polarización, como dispositivos para generar retardos ópticos. Se estudian los modelos de modulación por intensidad y coherencia.

### **3.2 Propiedades de la luz y fuentes ópticas**

El estudio de las propiedades de la luz es importante en todas las áreas de la óptica. Mientras que la óptica geométrica considera a la luz como rayos, la óptica física se basa en la dualidad onda-partícula para su estudio. Por lo general, las fuentes de luz no son ideales ya que hay variaciones de carácter aleatorio en su comportamiento, tanto espacial como temporal. Al estudio que comprende las variaciones aleatorias y frecuenciales de la luz se le conoce como teoría de coherencia [2].

En esta sección se analizarán los conceptos de intensidad óptica, grado de coherencia, tiempo de coherencia, función de autocorrelación, densidad espectral de potencia y la relación de estas últimas a través del teorema de Wiener-Kintchine.

#### **3.2.1 Intensidad óptica**

La intensidad óptica está definida como la potencia óptica por unidad de área. Las unidades de intensidad óptica son Watts por metro cuadrado  $[W/m^2]$  [2],[3].

Un haz luminoso puede representarse por una función de onda determinista (representada por una función matemática conocida)  $U(\mathbf{r},t)$ , cuya intensidad correspondiente se calcula como

$$I(\mathbf{r},t) = |U(\mathbf{r},t)|^2, \quad (3.1)$$

donde  $t$  es el tiempo y  $\mathbf{r}$  es el vector de posición [3].

En el caso de que la función de onda tenga carácter aleatorio, la intensidad debe calcularse entonces como un promedio. La intensidad promedio se define como [3]

$$I(\mathbf{r},t) = \langle |U(\mathbf{r},t)|^2 \rangle = \langle U^*(\mathbf{r},t)U(\mathbf{r},t) \rangle. \quad (3.2)$$

donde  $U^*(\mathbf{r},t)$  es el complejo conjugado de la función  $U(\mathbf{r},t)$ .

La operación  $\langle \bullet \rangle$  indica que debe obtenerse un promedio estadístico de varias realizaciones de la función de onda. Si el promedio es constante, se considera que la onda es estacionaria [3]. Para este caso, la intensidad promedio en (3.2) es la integral de la onda sobre un periodo de tiempo  $T$  expresado como



$$I(\mathbf{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |U(\mathbf{r}, t)|^2 dt, \quad (3.3)$$

donde el periodo  $T$  es aproximadamente el inverso del ancho espectral de la fuente luminosa [3].

Si las variaciones de la luz están en función del tiempo, y son observadas desde una posición fija  $\mathbf{r}$ , se puede eliminar la dependencia espacial, de tal manera que sea  $U(\mathbf{r}, t) = U(t)$  e  $I(\mathbf{r}) = I$ , indicando que los cambios en intensidad presentan poca variación en periodos muy cortos de tiempo. Si la observación de intensidad se hace en periodos muy largos de tiempo, los resultados serán erráticos [3]. Una medida para determinar el comportamiento temporal de la luz es la función de autocorrelación la cual se describe en la siguiente sección.

### 3.2.2 Función de autocorrelación.

Para una función aleatoria estacionaria compleja  $U(t)$ , la función de autocorrelación es el promedio del producto del complejo conjugado  $U^*(t)$  y  $U(t + \tau)$  en función del retardo  $\tau$  y se describe como

$$G(\tau) = \langle U^*(t)U(t + \tau) \rangle. \quad (3.4)$$

Al sustituir el argumento de la ecuación anterior en (3.3) la función puede expresarse como

$$G(\tau) = \langle U^*(t)U(t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U^*(t)U(t + \tau) dt. \quad (3.5)$$

La expresión (3.5) es la función de autocorrelación o función de coherencia temporal [3].

Esta función indica la similaridad de la función  $U(t)$  en tiempos distintos, e indica también la capacidad de la fuente luminosa para producir interferencia.

La autocorrelación normalizada se define como [3]

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} = \frac{\langle U^*(t)U(t + \tau) \rangle}{\langle U^*(t)U(t) \rangle} = \frac{G(\tau)}{I_0}. \quad (3.6)$$

A esta función se le conoce además como el grado complejo de coherencia temporal. El valor de la función está en el intervalo  $[0, 1]$  indicando que tan coherente es la fuente luminosa.

El tiempo de coherencia  $\tau_c$  de la fuente luminosa se define como

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau, \quad (3.7)$$

y la longitud de coherencia

$$l_c = c\tau_c, \quad (3.8)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz [3].

Las ecuaciones (3.7) y (3.8) son importantes para conocer las características de fuentes luminosas en el dominio del tiempo. Las características de las fuentes ópticas en el dominio de la frecuencia, están determinadas por su densidad espectral de potencia  $S(\nu)$ . La relación entre  $G(\tau)$  y  $S(\nu)$  está dada por el teorema de Wiener-Kintchine, como se presenta a continuación.

### 3.2.3 Densidad Espectral de Potencia

La relación entre la función de autocorrelación  $G(\tau)$  definida en (3.4) y la densidad espectral de potencia  $S(\nu)$  es

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau) e^{-j2\pi\nu\tau} d\tau. \quad (3.9)$$

La expresión (3.9) corresponde a la transformada de Fourier de la función de autocorrelación. Esta relación es conocida como el teorema de Wiener-Kintchine.

La función de autocorrelación se obtiene al aplicar la transformada inversa de Fourier

$$G(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) e^{j2\pi\nu\tau} d\nu \quad (3.10)$$

Para ilustrar el teorema de Wiener-Kintchine, a continuación se presentan la relación autocorrelación- densidad espectral de cuatro tipos de fuentes ópticas distintas. La longitud de onda central utilizada es  $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ , correspondiente a una frecuencia óptica  $\nu_0 = c/\lambda_0 = 230.8 \text{ THz}$ .

**3.2.3.1 Autocorrelación de una fuente monocromática:**

La densidad espectral de potencia expresada en longitud de onda es

$$S(\lambda) = \delta(\lambda - \lambda_0). \quad (3.11)$$

Expresada en frecuencia óptica

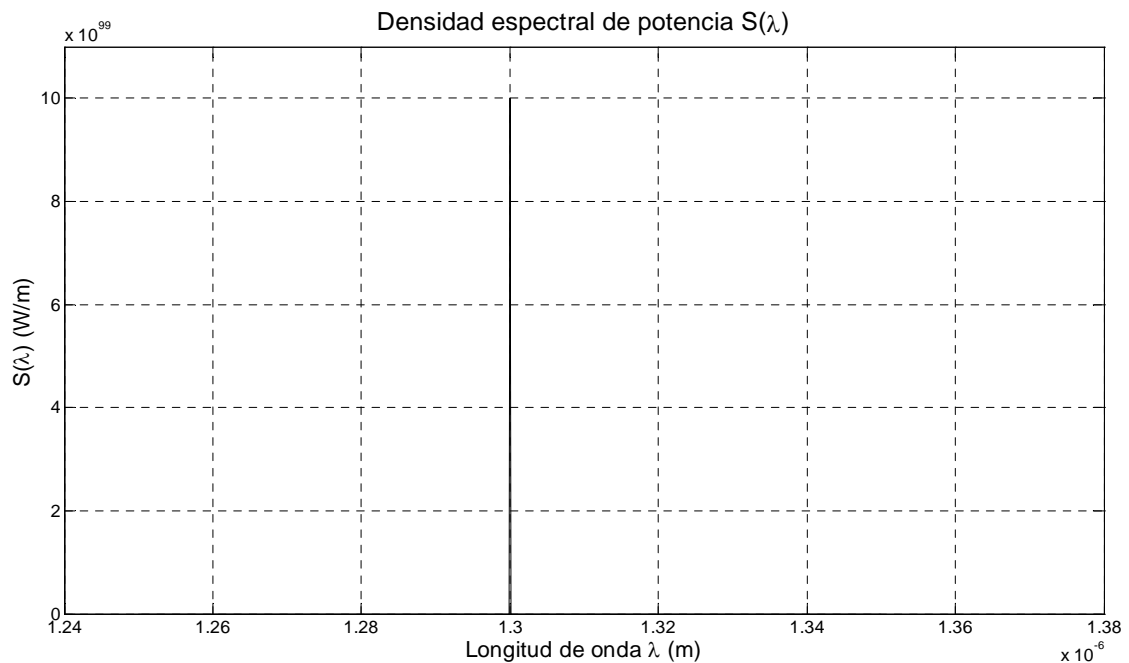
$$S(\nu) = \delta(\nu - \nu_0). \quad (3.12)$$

La autocorrelación es

$$G(\tau) = \frac{e^{j2\pi\nu_0\tau}}{2\pi} \quad (3.13)$$

La gráfica de la densidad espectral de potencia es una función delta de Dirac centrada en la longitud de onda  $\lambda_0$ , se muestra en la figura 3.1.

La figura 3.2 presenta la densidad espectral de potencia expresada en función de la frecuencia. Puede observarse que ambas gráficas son una delta de Dirac centradas respectivamente en la longitud de onda  $\lambda_0$  y la frecuencia  $\nu_0$ .



**Figura 3.1. Densidad Espectral de potencia de una fuente monocromática.**

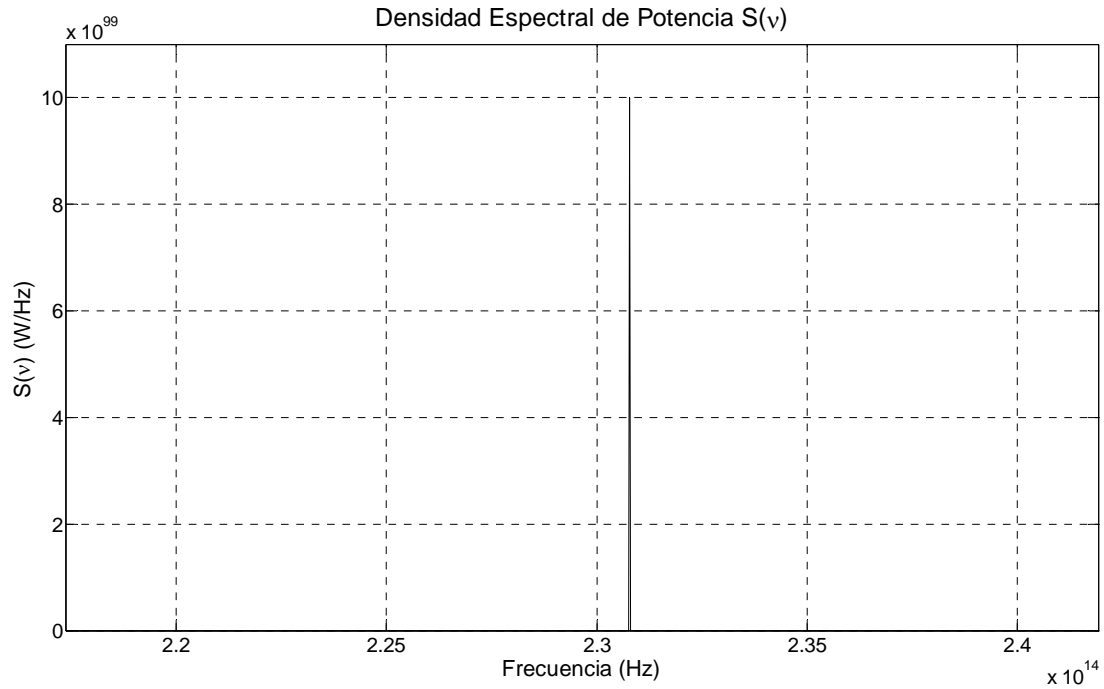


Figura 3.2. Densidad Espectral de potencia de una fuente monocromática.

La parte real de la función de autocorrelación se presenta en la figura 3.3 Se observa que es una señal cosenoidal.

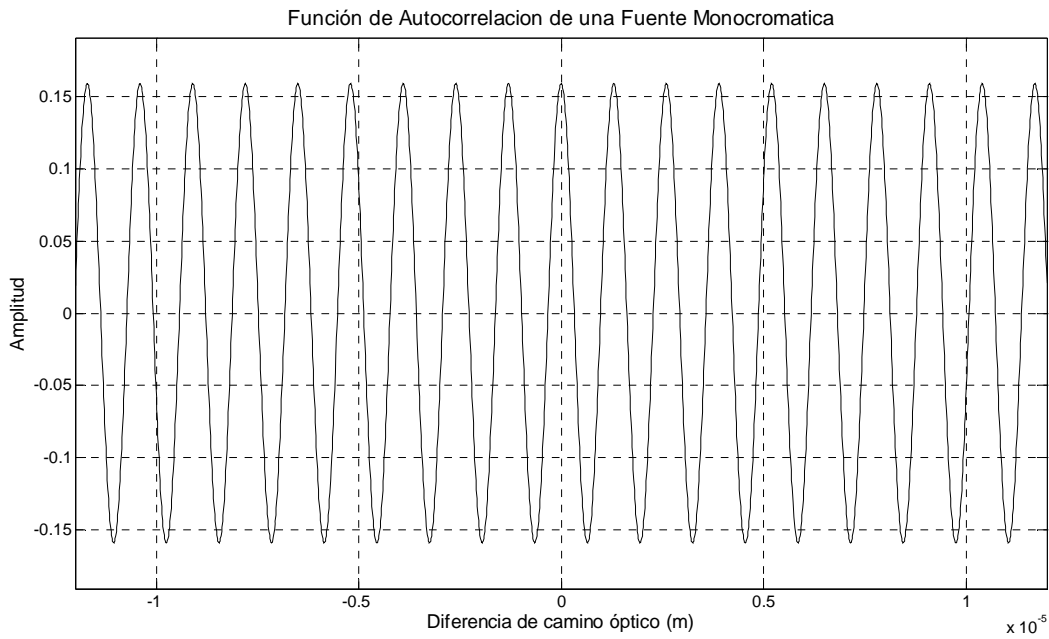


Figura 3.3 Función de autocorrelación de fuente monocromática.

Para obtener el grado de coherencia de la fuente, se calcula la función de coherencia normalizada  $g(\tau)$  de acuerdo con la ecuación (3.6):

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} = \frac{\frac{e^{j2\pi\nu_0\tau}}{2\pi}}{\frac{e^{j2\pi\nu_0\tau}}{2\pi}} = \frac{e^{j2\pi\nu_0\tau}}{1} = e^{j2\pi\nu_0\tau}. \quad (3.14)$$

El tiempo de coherencia de la fuente se calcula como

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} |e^{j2\pi\nu_0\tau}|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau = \tau \Big|_{-\infty}^{\infty} = \infty. \quad (3.15)$$

El tiempo de coherencia para esta fuente es  $\tau_c = \infty$ , y la longitud de coherencia es  $l_c = \infty$ .

### 3.2.3.2 Autocorrelación de una fuente gaussiana

La densidad espectral de potencia de una fuente gaussiana con un ancho espectral limitado  $\Delta_\lambda$  [3] se puede representar como una distribución gaussiana

$$S(\lambda) = P_0 e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma_\lambda^2}} \quad (3.16)$$

donde  $P_0$  es la potencia de la fuente en la longitud de onda central  $\lambda_0$  en W/m. El parámetro  $\sigma_\lambda$  está determinado en la longitud de onda donde la potencia espectral decae  $1/e$  en relación con la potencia máxima. En el intervalo de  $[\lambda_0 - \sigma_\lambda, \lambda_0 + \sigma_\lambda]$  se concentra el 68 % de la densidad de potencia.

La relación entre el ancho espectral de la fuente  $\Delta_\lambda$  y  $\sigma_\lambda$  es

$$\sigma_\lambda = \frac{\Delta_\lambda}{6} \quad (3.17)$$

En la figura 3.4 ilustra la función de densidad espectral de potencia de una fuente gaussiana. El ancho espectral de la fuente propuesto es  $\Delta_\lambda = 100$  nm. La frecuencia  $\sigma_\lambda$  calculada con la fórmula (3.17) es de 16.67 nm. La potencia  $P_0$  es de 1 mW.

Para obtener la función  $S(\nu)$  en el dominio de la frecuencia, se considera la relación [3]

$$\Delta_\lambda = \left| \Delta \left( \frac{c}{\nu_0} \right) \right| = \frac{c}{\nu_0^2} \Delta_\nu = \frac{c}{\left( \frac{c}{\lambda_0} \right)^2} \Delta_\nu = \frac{\lambda_0^2}{c} \Delta_\nu \quad (3.18)$$

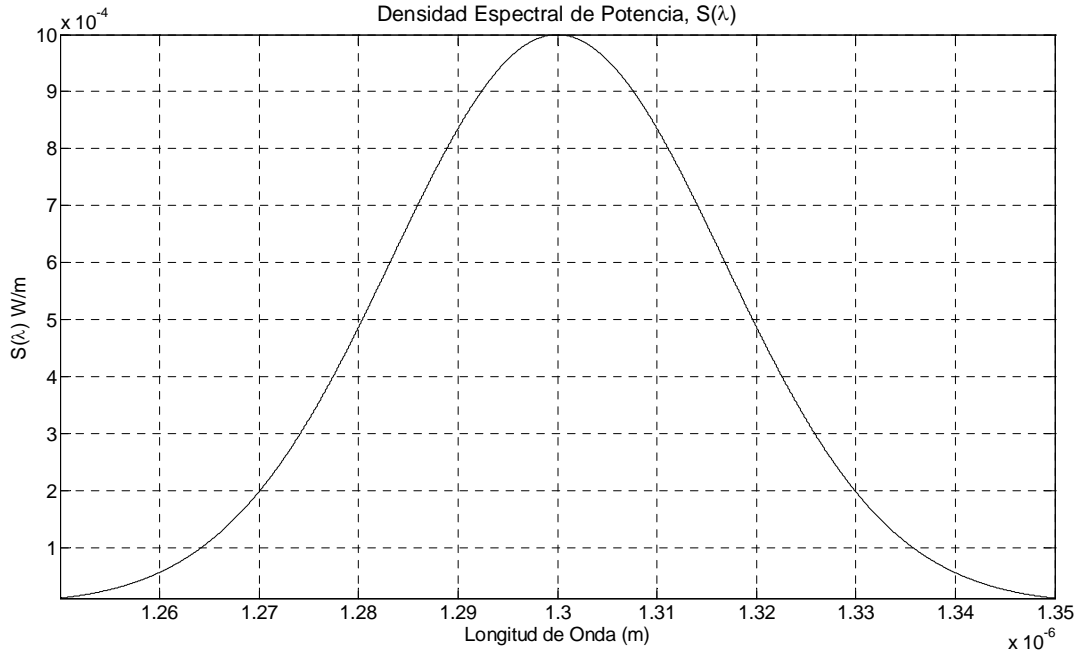


Figura 3.4 Densidad espectral  $S(\lambda)$  de una fuente gaussiana.

La relación anterior relaciona directamente el ancho de banda en longitud de onda, con el ancho de banda en frecuencia.

Para el ejemplo presentado en la figura 3.4, de la expresión (3.18) el ancho de banda en frecuencia óptica es  $\Delta_\nu = 17.751$  THz.

Aplicando la misma fórmula para la longitud de onda  $\sigma_\lambda$ , situada alrededor de la longitud de onda central, la dispersión en frecuencia óptica correspondiente  $\sigma_\nu$  se calcula como

$$\sigma_\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \sigma_\lambda \quad (3.19)$$

Para este ejemplo el valor obtenido es  $\sigma_\nu = 2.9586$  THz.

La frecuencia central  $\nu_0$  correspondiente es  $\nu_0 = c/\lambda_0 = 230.8$  THz.

Al tomar en cuenta los parámetros obtenidos de  $\Delta_\nu$  y  $\sigma_\nu$  así como la frecuencia  $\nu_0$ , la densidad espectral de potencia de una fuente gaussiana en el dominio de la frecuencia es

$$S(\nu) = P_\nu e^{-\frac{2\pi(\nu-\nu_0)^2}{2\sigma_\nu^2}} \quad (3.20)$$

donde

$$P_\nu = \frac{P_0 \lambda_0^2}{c}. \quad (3.21)$$

Al multiplicar  $P_0$  por el factor  $\lambda_0/c$  las unidades de  $P_\nu$  son W/Hz, de esta manera, las densidades espectrales de potencia  $S(\lambda)$  y  $S(\nu)$  son equivalentes en sus respectivos dominios, preservando iguales sus respectivas áreas bajo la curva.

Por el teorema de Wiener Kintchine, la función correspondiente de autocorrelación se calcula con la transformada inversa de Fourier de la densidad espectral  $S(\nu)$ .

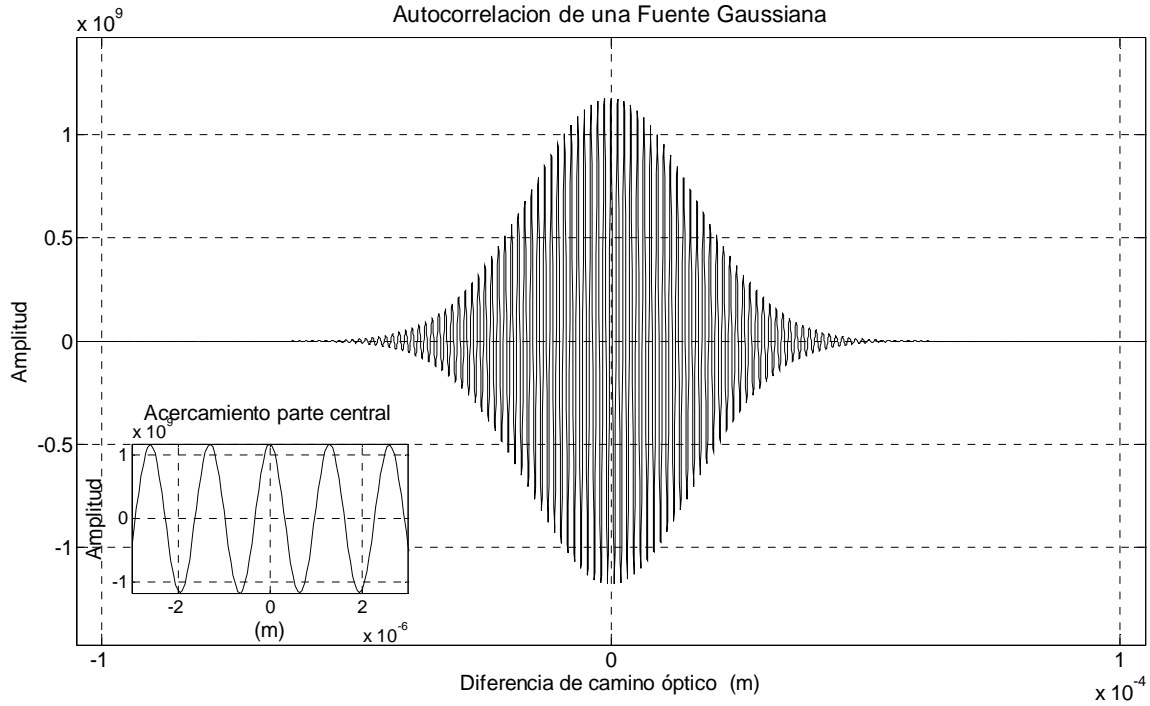
$$G(\tau) = F^{-1}\{S(\nu)\} = \frac{P_\nu \sigma_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma_\nu^2}{2}} \quad (3.22)$$

La gráfica de la parte real de la función de autocorrelación es una curva gaussiana, que modula a una función cosenoidal con frecuencia  $\nu_0$ . Para demostrarlo se requiere de la identidad de Euler

$$G(\tau) = \frac{P_\nu \sigma_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-\frac{\tau^2\sigma_\nu^2}{2}} = \frac{P_\nu \sigma_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma_\nu^2}{2}} (\cos(2\pi\nu_0\tau) + j \operatorname{sen}(2\pi\nu_0\tau)), \quad (3.23)$$

$$\operatorname{Re}\{G(\tau)\} = \frac{P_\nu \sigma_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{2\pi\tau^2\sigma_\nu^2}{2}} \cos(2\pi\nu_0\tau)$$

La función anterior, como se obtendría por un sistema interferométrico de dos ondas, en términos de la diferencia de camino óptico se presenta en la figura 3.5.



**Figura 3.5** Función de autocorrelación de fuente gaussiana.

La función de coherencia normalizada correspondiente es

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} = e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma^2}{2}}. \quad (3.24)$$

El módulo al cuadrado de  $g(\tau)$  es

$$|g(\tau)|^2 = e^{-4\pi^2\tau^2\sigma_v^2}. \quad (3.25)$$

Para calcular el tiempo de coherencia, se evalúa la integral de la función anterior en el intervalo de  $[-\infty, \infty]$ .

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-4\pi^2\tau^2\sigma_v^2} d\tau = \sqrt{\frac{1}{4\pi\sigma_v^2}} \quad (3.26)$$

Para el valor de  $\sigma_v = 2.9586$  THz, el valor calculado de  $\tau_c$  es de 338 fs, mientras que el valor de la longitud de coherencia corresponde a  $l_c = 0.1014$  mm.



### 3.2.3.3 Autocorrelación de una fuente lorentziana

Para el caso de una fuente de luz con perfil lorentziano, la densidad espectral de potencia se expresa como [4]

$$S(\lambda) = \frac{P_0}{\pi} \frac{\gamma_\lambda/2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_\lambda^2/4} \quad (3.27)$$

donde  $\gamma_\lambda$  es la longitud de onda de manera que, en las longitudes  $\lambda_0 \pm \gamma_\lambda$  la amplitud de la densidad espectral sea la mitad del valor máximo. El parámetro  $\gamma_\lambda$  también es conocido como ensanchamiento central [3], [4].

La función correspondiente  $S(\nu)$  en el dominio de la frecuencia es

$$S(\nu) = \frac{P_0}{\pi} \frac{\gamma_\nu/2}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_\nu^2/4} \quad (3.28)$$

La función de autocorrelación para esta fuente, se expresa como

$$G(\tau) = \frac{P_0 e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-\frac{\gamma_\nu}{2}|\tau|}}{\pi} \quad (3.29)$$

La parte real de ecuación (3.29) es la siguiente

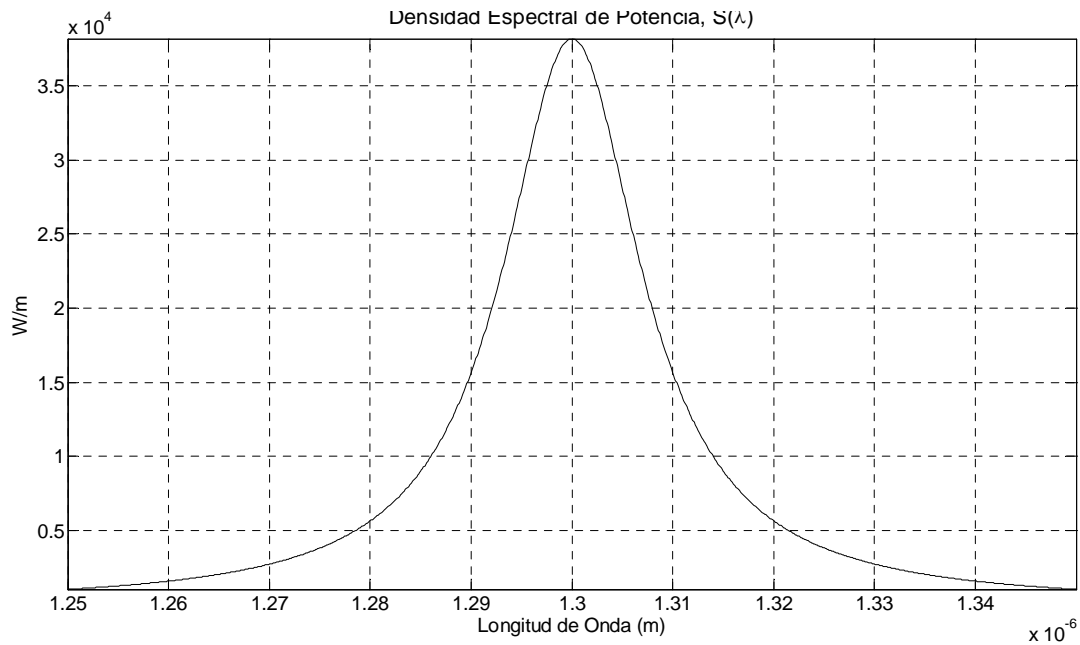
$$\text{Re}\{G(\tau)\} = \frac{P_0 e^{-\frac{\gamma_\nu}{2}|\tau|}}{\pi} \cos(2\pi\nu_0\tau) \quad (3.30)$$

Como un ejemplo, se propone una fuente lorentziana con ancho espectral  $\Delta_\lambda = 100$  nm. y un ensanchamiento  $\gamma_\lambda = 16.67$  nm, centrada en  $\lambda_0 = 1.3$   $\mu\text{m}$ . Utilizando la relación presentada en (3.18), el ancho de banda de la fuente es  $\Delta_\nu = 17.751$  THz. El ensanchamiento central en el dominio de la frecuencia es calculado como

$$\gamma_\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \gamma_\lambda \quad (3.31)$$

con el resultado  $\gamma_\nu = 2.959$  THz.

La función de densidad espectral de potencia en longitud de onda se presenta en la figura 3.6



**Figura 3.6 Densidad espectral de potencia de una fuente luminosa con perfil lorentziano.**

La correspondiente función de autocorrelación de la fuente lorentziana se muestra en la figura 3.7; ésta es una función cosenoidal con una envolvente exponencial, de acuerdo con la expresión (3.30).

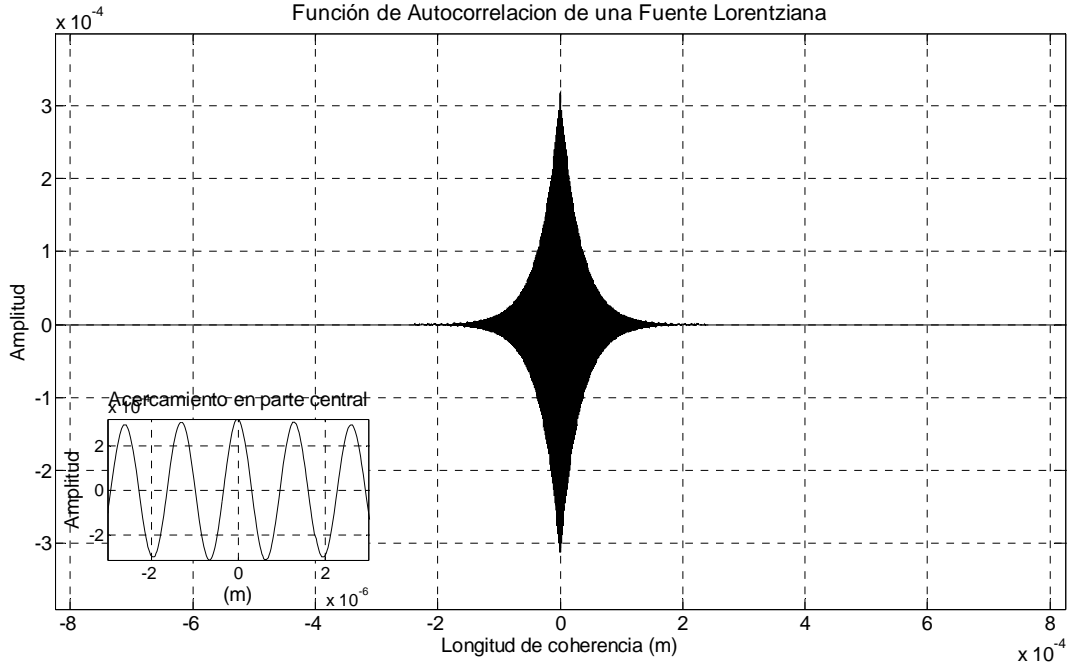


Figura 3.7. Función de autocorrelación de una fuente lorentziana.

La función de coherencia normalizada para la fuente lorentziana es:

$$g(\tau) = e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-\frac{\gamma}{2}|\tau|}. \quad (3.32)$$

El tiempo de coherencia se calcula entonces como:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} \left| e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-\frac{\gamma}{2}|\tau|} \right|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\gamma|\tau|} d\tau = \int_{-\infty}^0 e^{\gamma\tau} d\tau + \int_0^{\infty} e^{-\gamma\tau} d\tau = \frac{2}{\gamma}. \quad (3.33)$$

Para este ejemplo presentado en las figuras 3.8 y 3.9, el valor de  $\gamma_v$  es de 2.9592 THz. El tiempo de coherencia calculado entonces es  $\tau_c = 675.86$  fs, y la longitud de coherencia correspondiente,  $l_c = 0.2027$  mm.

### 3.2.3.4 Fuente multimodo.

Un caso especial de fuente luminosa es la fuente multimodo. Este tipo de fuente es producto de cavidades tipo Fabry-Perot, en donde la distancia entre los espejos de la cavidad permite la emisión de múltiples modos.

Un modelo de fuente multimodo puede aproximarse por la función

$$S(\lambda) = P_0 \left( e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\Lambda_\lambda^2}} \right) \left( \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\lambda - n\lambda_x) * e^{-\frac{\lambda^2}{2\sigma_\lambda^2}} \right) = P_0 e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\Lambda_\lambda^2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\lambda-n\lambda_x)^2}{2\sigma_\lambda^2}} \quad (3.34)$$

La función anterior expresa una sucesión de funciones gaussianas, espaciadas por  $n\lambda_x$  nanómetros. La sucesión de funciones gaussianas (modos) presenta también una envolvente gaussiana centrada en la longitud de onda  $\lambda_0$ .

El parámetro  $\Lambda_\lambda$  es la longitud de onda donde la amplitud de la envolvente gaussiana decae a  $1/e$  en proporción su amplitud máxima, mientras que, el parámetro  $\sigma_\lambda$  es la longitud de onda correspondiente a cada gaussiana dentro de la sucesión donde la amplitud decae  $1/e$  en proporción con la amplitud máxima. A su vez,  $\lambda_x$  es la distancia de separación entre cada modo.

El ancho espectral de la fuente multimodo  $\Delta_\lambda$ , guarda la siguiente relación con  $\Lambda_\lambda$

$$\Lambda_\lambda = \frac{\Delta_\lambda}{6} \quad (3.35)$$

Cada función gaussiana dentro de la sucesión tiene un ancho espectral relativo  $D_\lambda$ , que guarda relación con  $\sigma_\lambda$  de la siguiente manera

$$\sigma_\lambda = \frac{D_\lambda}{6} \quad (3.36)$$

La función (3.34) en el dominio de la frecuencia está dada por

$$S(\nu) = P_\nu e^{-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{2\Lambda_\nu^2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2\pi(\nu-n\nu_x)^2}{2\sigma_\nu^2}} \quad (3.37)$$

donde  $P_\nu = P_0 \frac{\lambda_0^2}{c}$ ,  $\sigma_\nu = \sigma_\lambda \frac{c}{\lambda_0^2}$ ,  $\Lambda_\nu = \Lambda_\lambda \frac{c}{\lambda_0^2}$  y  $\nu_x = \lambda_x \frac{c}{\lambda_0^2}$ .

Para obtener la función de autocorrelación  $G(\tau)$  por medio de la transformada inversa de Fourier de la función (3.37) se utiliza la siguiente propiedad

$$G(\tau) = G_a(\tau) * G_b(\tau) = F^{-1} \{ S_a(\nu) S_b(\nu) \} \quad (3.38)$$

Esta propiedad indica que la transformada inversa de Fourier del producto de dos transformadas es la convolución de sus respectivas funciones en el dominio del tiempo. La función (3.37) se divide en las dos funciones siguientes

$$S_a(\nu) = P_\nu e^{-\frac{2\pi(\nu-\nu_0)^2}{2\Lambda_\nu^2}},$$

$$S_b(\nu) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2\pi(\nu-n\nu_x)^2}{2\sigma_\nu^2}}.$$
(3.39)

Ambas funciones representan funciones gaussianas en frecuencia. Las transformadas inversas de Fourier correspondientes son

$$G_a(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_\nu e^{-\frac{(2\pi(\nu-\nu_0))^2}{2\Lambda_\nu^2}} e^{j\nu\tau} d\nu = \frac{P_\nu \Lambda_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Lambda_\nu^2 \tau^2}{2}} e^{j2\pi\nu_0\tau}$$

$$G_b(\tau) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu-n\nu_x))^2}{2\sigma_\nu^2}} e^{j\nu\tau} d\nu = \frac{\sigma_\nu}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\sigma_\nu^2 \tau^2}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{j2\pi n\nu_x \tau}$$
(3.40)

Evaluando la convolución de las funciones obtenidas se tiene

$$G_a(\tau) * G_b(\tau) = \frac{P_\nu \Lambda_\nu \sigma_\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Lambda_\nu^2 t^2}{2}} e^{j2\pi\nu_0 t} e^{-\frac{\sigma_\nu^2 (\tau-t)^2}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{j2\pi n\nu_x (\tau-t)} dt =$$

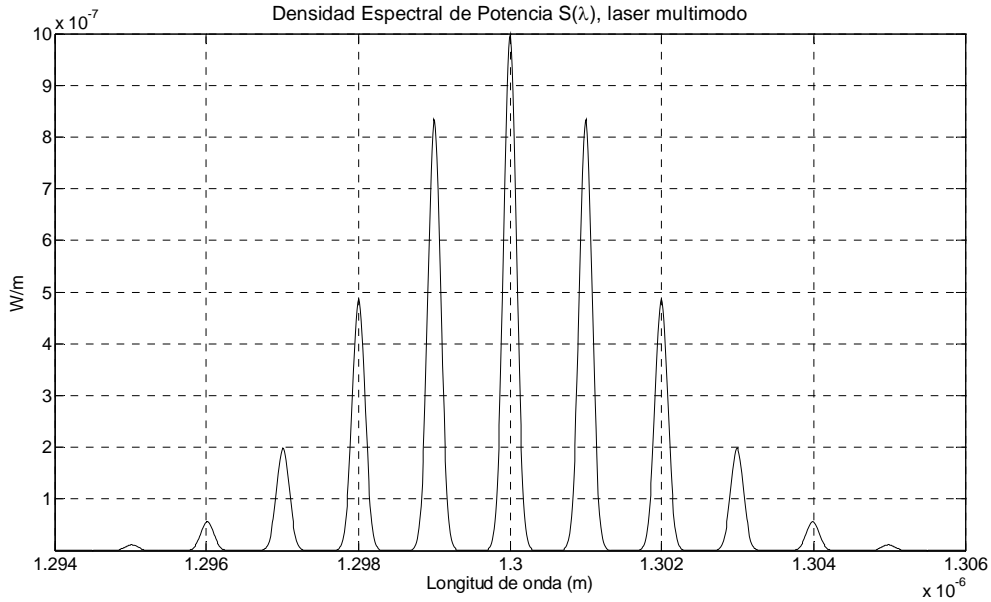
$$= \frac{P_\nu \Lambda_\nu \sigma_\nu}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Lambda_\nu^2 t^2}{2}} e^{j2\pi\nu_0 t} e^{-\frac{\sigma_\nu^2 (\tau-t)^2}{2}} e^{jn2\pi\nu_x (\tau-t)} dt =$$

$$= \frac{P_\nu \Lambda_\nu \sigma_\nu}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\Lambda_\nu^2 + \sigma_\nu^2)}{2} t^2 + (j2\pi(\nu_0 - n\nu_x) + \sigma_\nu^2 \tau) t + \left(2\pi j n\nu_x \tau - \frac{\sigma_\nu^2 \tau^2}{2}\right)} dt.$$
(3.41)

Tras evaluar la integral definida en la ecuación anterior, la función de autocorrelación  $G(\tau)$  es

$$G(\tau) = P_\nu \Lambda_\nu \sigma_\nu \frac{e^{-\frac{(\Lambda_\nu \sigma_\nu \tau)^2}{2(\Lambda_\nu^2 + \sigma_\nu^2)}}}{\sqrt{2\pi(\Lambda_\nu^2 + \sigma_\nu^2)}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu_0 - n\nu_x))^2}{2(\Lambda_\nu^2 + \sigma_\nu^2)}} e^{j \frac{(2\pi(\sigma_\nu^2 \nu_0 + n\nu_x \Lambda_\nu^2))\tau}{(\Lambda_\nu^2 + \sigma_\nu^2)}}$$
(3.42)

Como ejemplo ilustrativo, en la figura 3.8 se presenta el ejemplo de una fuente multimodo con un ancho espectral  $\Delta_\lambda = 10$  nm. Los modos están separados  $\lambda_x = 1$  nm y el ancho de cada modo en la sucesión es  $D_x = 0.5$  nm. Los parámetros  $\Lambda_\lambda$  y  $\sigma_\lambda$  se calculan con las ecuaciones (3.35) y (3.36) respectivamente. Los resultados son  $\Lambda_\lambda = 1.666$  nm, y  $\sigma_\lambda = 83.33$  pm.



**Figura 3.8** Densidad espectral de potencia de una fuente multimodo con envolvente gaussiano.

Para evaluar la función de autocorrelación, se requiere calcular los parámetros  $\Delta_\nu$ ,  $D_\nu$  y  $\nu_x$ . Estos se calculan como

$$\Delta_\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta_\lambda, \quad D_\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} D_\lambda, \quad \nu_x = \frac{c}{\lambda_0^2} \nu_\lambda. \quad (3.43)$$

Al sustituir los valores de  $\Delta_\lambda = 10$  nm y  $D_\lambda = 0.5$  nm, centrados alrededor de  $\lambda_0 = 1.3$   $\mu\text{m}$ , los valores obtenidos son  $\Delta_\nu = 1.775$  THz y  $D_\nu = 88.76$  GHz. La separación en frecuencia de los modos se encuentra cada  $\nu_x = 177.51$  GHz.

Los parámetros  $\Lambda_\nu$  y  $\sigma_\nu$  se calculan con las fórmulas (3.35) y (3.36) y son sustituidos en la ecuación (3.42). Los valores calculados son  $\Lambda_\nu = 295.86$  GHz y  $\sigma_\nu = 14.79$  GHz. La frecuencia central es  $\nu_0 = c/\lambda_0 = 230.8$  THz

La función de autocorrelación obtenida se presenta en la figura 3.9.

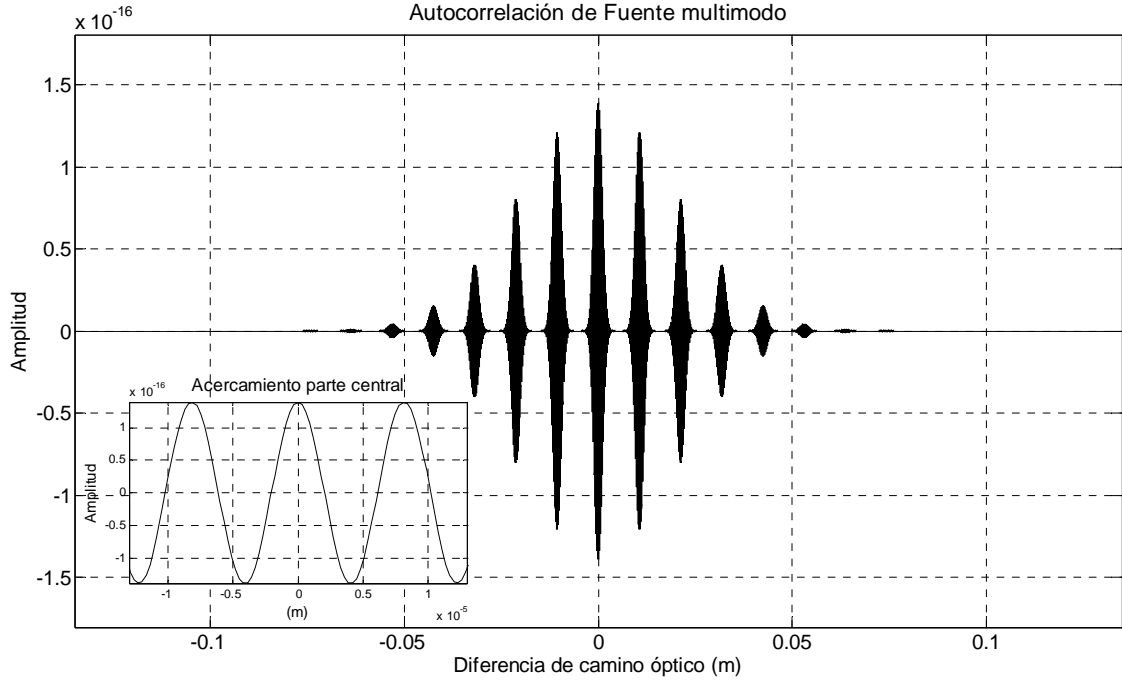


Figura 3.9. Función de autocorrelación de la fuente multimodo

La función de coherencia normalizada es la siguiente

$$g(\tau) = e^{-\frac{(\Lambda_v \sigma_v \tau)^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu_o - n\nu_x))^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} e^{j \frac{2\pi(\sigma_v^2 \nu_o + n\nu_x \Lambda_v^2)}{(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)} \tau}, \quad (3.44)$$

Para el cálculo del tiempo y longitud de coherencia se calcula la integral del módulo cuadrado de la función de coherencia normalizada.

$$\begin{aligned} \tau_c &= \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\Lambda_v \sigma_v \tau)^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu_o - n\nu_x))^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} d\tau = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu_o - n\nu_x))^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\Lambda_v \sigma_v \tau)^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} d\tau = \\ &= \frac{\sqrt{2\pi(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}}{\Lambda_v \sigma_v} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(2\pi(\nu_o - n\nu_x))^2}{2(\Lambda_v^2 + \sigma_v^2)}} \end{aligned} \quad (3.45)$$

Evaluando la sumatoria en (3.45), el tiempo de coherencia obtenido para el modelo de láser multimodo presentado es  $\tau_c = 0.1267$  ns y la correspondiente longitud de coherencia es  $l_c = 38.0164$  mm.

En los ejemplos anteriores, los resultados indican el tiempo y/o distancia en el que una fuente es capaz de producir interferencia en función de diferencias de camino óptico, como ocurre en un interferómetro de Michelson. Al conocer el tiempo de coherencia  $\tau_c$  de la fuente, el tiempo mínimo requerido para introducir un retardo óptico  $\tau$  deberá ser  $\tau > \tau_c$ ; En principio, se estudiarán primero las técnicas interferométricas para generar y medir los retardos ópticos a continuación.

### ***3.3 Interferómetro de Michelson***

El interferómetro de Michelson consiste en un arreglo de dos espejos colocados ortogonalmente a los cuales se hace incidir luz proveniente de una misma fuente, como se presenta en la figura 3.10. El funcionamiento se describe de la siguiente manera.

El haz luminoso (A) se divide en dos haces por medio de un divisor de haz (1). Ambos haces se dirigen hacia los espejos. Mientras que un espejo se mantiene fijo (2), el segundo espejo (3) se desplaza longitudinalmente en la misma dirección de la luz que recibe.

La luz reflejada en los espejos (B y C), regresa de nuevo al divisor de haz (1), donde es nuevamente reflejada y transmitida. Finalmente un par de haces (D) recorren el mismo camino hacia un punto donde se sitúa un fotodetector (5).

La diferencia de camino óptico producida por el desplazamiento del espejo móvil introduce un retardo óptico que se puede utilizar para igualar el producido por otros elementos, como se describe más adelante en este capítulo.



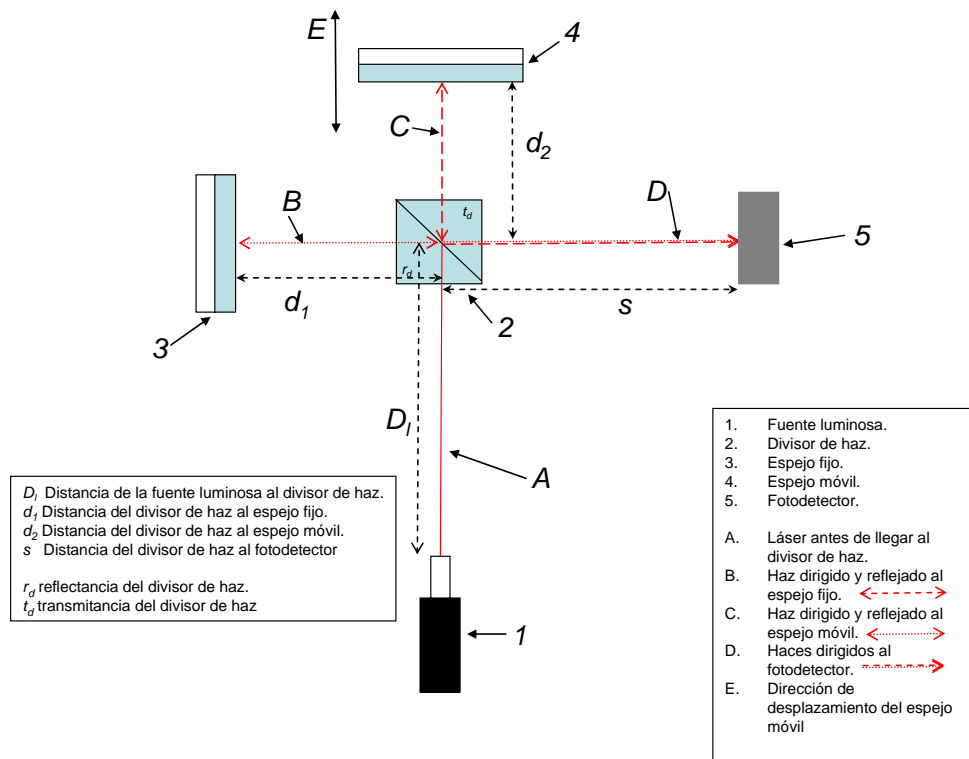


Figura 3.10 Esquema del interferómetro de Michelson

La onda luminosa que recorre el camino óptico desde la fuente hacia el espejo fijo y al fotodetector se describe como

$$\Psi_r = E_r t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_1)}. \quad (3.46)$$

La otra onda luminosa que recorre el camino óptico hacia el espejo móvil y al fotodetector se representa como

$$\Psi_t = E_t t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_2)} \quad (3.47)$$

donde  $E_r$  y  $E_t$  representan la amplitud del campo eléctrico de las ondas  $\Psi_r$  y  $\Psi_t$  respectivamente.

La intensidad  $I_T$  en el fotodetector se calcula como:

$$\begin{aligned}
 I_T &= |\Psi_r + \Psi_t|^2 = (\Psi_r + \Psi_t)(\Psi_r + \Psi_t)^* = \\
 &= (E_r t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_1)} + E_t t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_2)})(E_r t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_1)} + E_t t_d r_d e^{jk(D_1+s+2d_2)})^* = \\
 &= (t_d r_d (E_r e^{jk(D_1+s+2d_1)} + E_t e^{jk(D_1+s+2d_2)}))(t_d r_d (E_r e^{-jk(D_1+s+2d_1)} + E_t e^{-jk(D_1+s+2d_2)})) = \\
 &= (t_d r_d)^2 \left( E_r^2 + E_t^2 + E_r e^{jk(D_1+s+2d_1)} E_t e^{-jk(D_1+s+2d_2)} + \right. \\
 &\quad \left. + E_t e^{jk(D_1+s+2d_2)} E_r e^{-jk(D_1+s+2d_1)} \right) = \tag{3.48} \\
 &= (t_d r_d)^2 (I_t + I_r + E_r E_t (e^{j2k(d_1-d_2)} + e^{-j2k(d_1-d_2)})) = \\
 &= (t_d r_d)^2 (I_t + I_r + 2\sqrt{I_t I_r} \cos(2k(d_2 - d_1))).
 \end{aligned}$$

Donde  $I_t$  e  $I_r$  son las intensidades respectivas de los haces que viajan a cada espejo,  $d_1$  y  $d_2$  son las distancias entre el divisor de haz y los espejos fijo y móvil respectivamente,  $k$  es el número de onda ( $k = 2\pi/\lambda_0$ ). El término  $2\sqrt{I_t I_r} \cos(2k(d_2 - d_1))$  representa la interferencia.

Si el divisor de haz tiene transmitancia ( $t_d$ ) y reflectancia ( $r_d$ ) del 50 %, se puede asumir que las intensidades  $I_t$  e  $I_r$  son iguales. La expresión (3.48), puede reescribirse normalizada como:

$$I_t = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi DCO}{\lambda_0}\right) \tag{3.49}$$

donde  $I_0$  es la intensidad de los haces de cada brazo del interferómetro,  $DCO$  es la diferencia de camino óptico que recorre la luz, que es el doble de la diferencia de distancia entre espejos. El parámetro  $DCO$  está dado por

$$DCO = 2(d_2 - d_1) \tag{3.50}$$

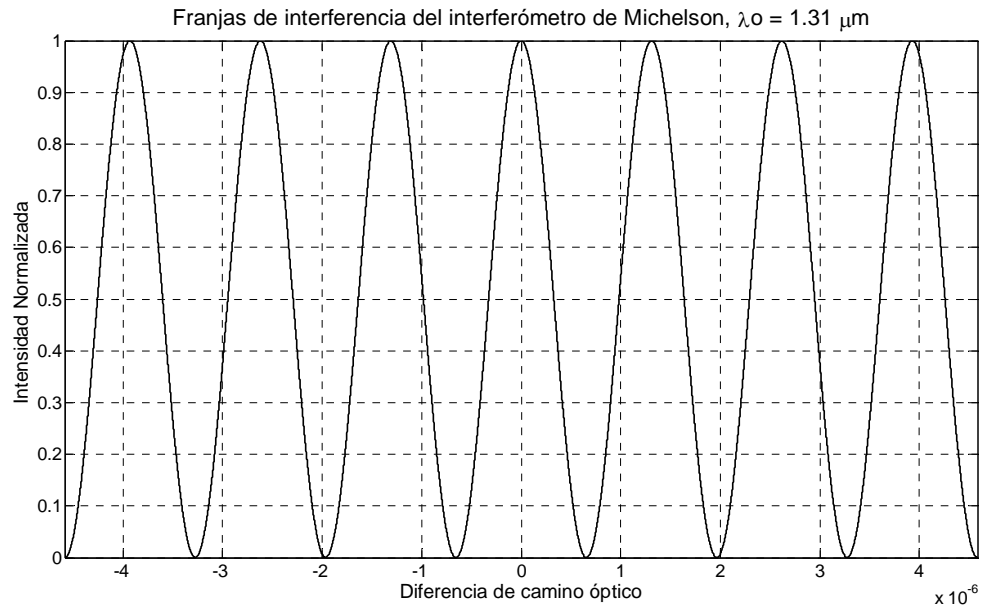
En el caso de una onda monocromática, de la ecuación (3.49), se producirán máximos de intensidad cuando  $2\pi DCO/\lambda_0 = n2\pi$ .

Esta condición se cumple cuando

$$\begin{aligned}
 DCO &= n\lambda_0 \\
 d_2 - d_1 &= \frac{n\lambda_0}{2}
 \end{aligned} \tag{3.51}$$

La diferencia de distancia entre espejos deberá ser entonces múltiplo de  $\lambda_0/2$ .

La simulación de la expresión (3.49) puede apreciarse en la figura 3.11.



**Figura 3.11 Simulación de franjas de interferencia de un interferómetro de Michelson,  $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$ .**

Los mínimos de intensidad se presentan cuando el argumento de la función coseno es un múltiplo impar de  $\pi$ . Esta condición se cumple cuando  $DCO$  es múltiplo impar de  $\lambda_0/2$

$$\begin{aligned} DCO &= (2n+1) \frac{\lambda_0}{2} \\ d_2 - d_1 &= (2n+1) \frac{\lambda_0}{4} \end{aligned} \quad (3.52)$$

El desplazamiento del espejo móvil aumenta o disminuye la diferencia de camino óptico, causando variaciones de intensidad periódicas, conocidas como franjas de interferencia. De la ecuación (3.49) se puede concluir que el periodo de las franjas es igual a la longitud de onda  $\lambda_0$ . La figura 3.11 presenta la simulación de las franjas de interferencia a la salida de un interferómetro de Michelson, donde se utiliza luz monocromática con longitud de onda de  $1.3 \mu\text{m}$ .

En el caso de luz parcialmente coherente, las franjas de interferencia se presentan cuando la diferencia de camino óptico introducida por el interferómetro es menor o igual a la longitud de coherencia de la fuente óptica.

El interferómetro de Michelson introduce un retardo óptico  $\tau$

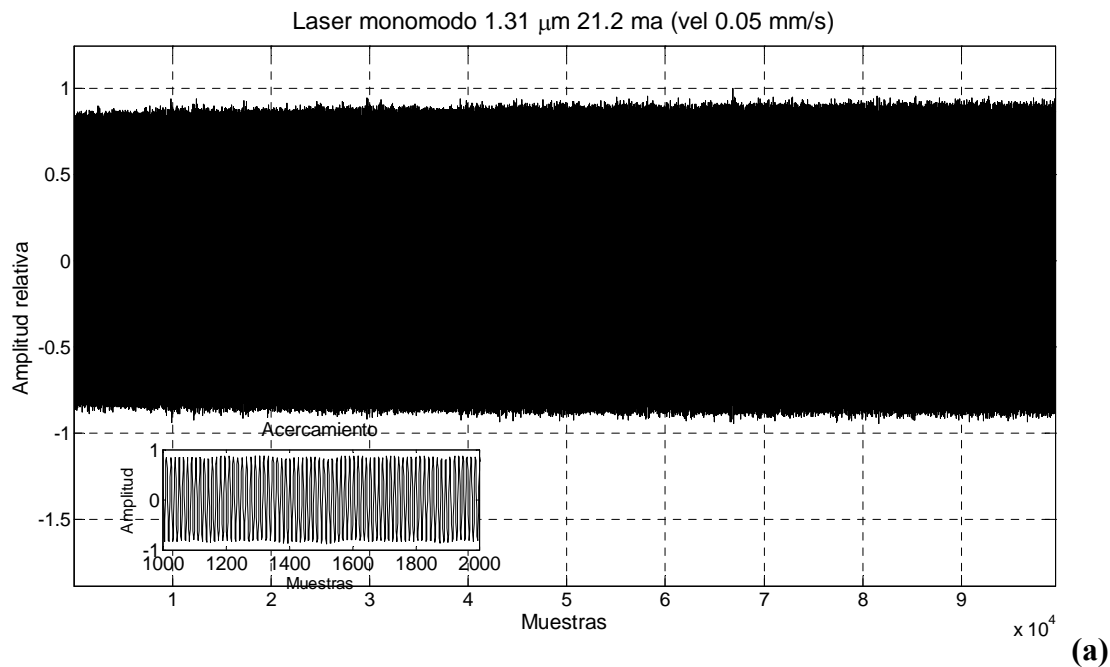
$$\tau = \frac{DCO}{c} = \frac{2(d_1 - d_2)}{c}. \quad (3.53)$$

De acuerdo con el teorema de Wiener -Kintchine, una fuente con un ancho espectral  $\Delta_\nu$  tendrá un tiempo de coherencia  $\tau_c$ , el cual puede aproximarse a [3]

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta_\nu} \quad (3.54)$$

El interferómetro de Michelson producirá franjas de interferencia cuando  $\tau \leq \tau_c$ . En la figura 3.12 se presentan dos interferogramas obtenidos con un interferómetro de Michelson. Para la figura 3.12(a) se utilizó un láser monomodo, mientras que la figura 3.12(b) presenta el interferograma de un diodo superluminiscente.

En la figura 3.12(b) se puede apreciar en el acercamiento que la región donde se produce interferencia en el diodo superluminiscente es pequeña en comparación con la figura 3.12(a). En la región se observa que las franjas tienen una envolvente similar a una función gaussiana, similar a la presentada en la figura 3.5



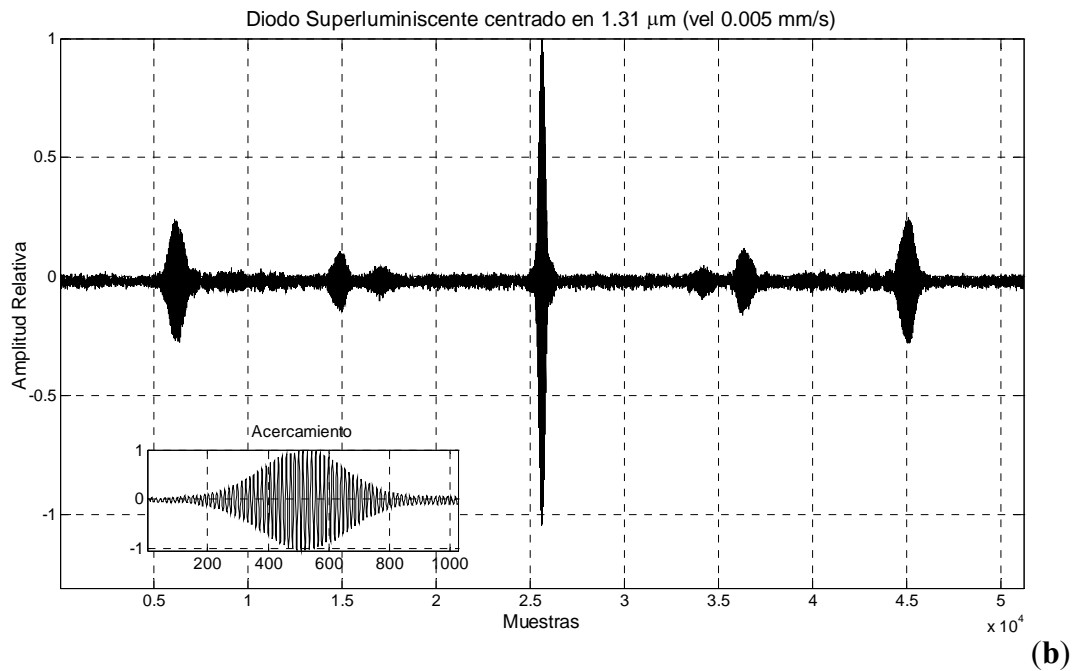


Figura 3.12 Interferograma de (a) fuente láser cuasimonocromático y (b) un diodo superluminescente.

Otro dispositivo que introduce retardos ópticos es el interferómetro de polarización. Este dispositivo utiliza un elemento birrefringente que introduce un retardo óptico en presencia de luz polarizada linealmente a  $45^\circ$  respecto a los ejes ordinario y extraordinario.

### 3.4 Interferómetro de polarización.

El interferómetro de polarización se basa en un elemento birrefringente colocado entre dos polarizadores cruzados como se muestra en la figura 3.13.

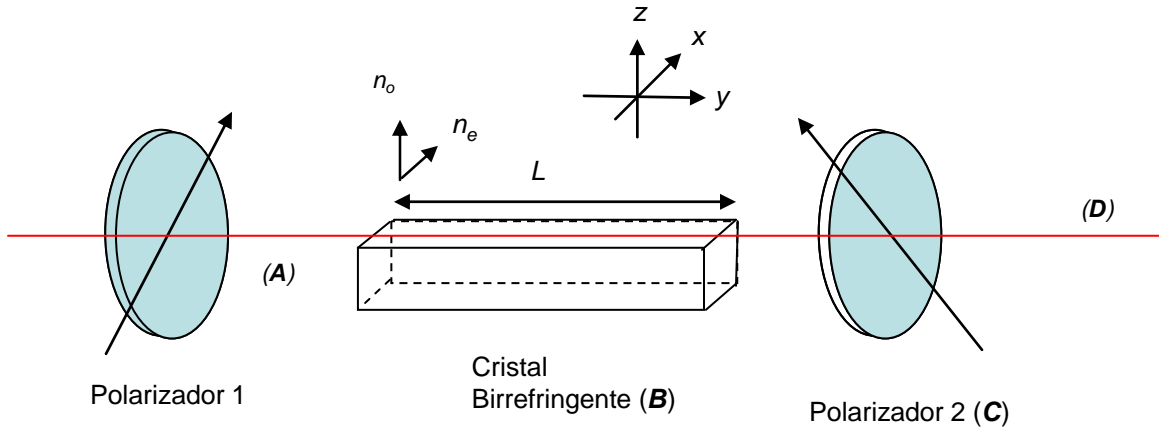


Figura 3.13 Esquema de un retardador a base de un cristal birrefringente situado entre dos polarizadores cruzados.

Los polarizadores se colocan de manera que sus ejes de transmisión formen un ángulo de  $45^\circ$  con respecto a los ejes ordinario y extraordinario del elemento birrefringente. El eje ordinario tiene un índice de refracción  $n_o$  y el eje extraordinario un índice de refracción  $n_e$ . El retardador puede ser un cristal o fibra birrefringente [3].

El análisis matemático del retardador se realiza mediante matrices y vectores de Jones [1], [3], considerando una onda luminosa monocromática.

El vector de Jones de la onda incidente polarizada linealmente a  $45^\circ$  (A en la figura 3.13) se representa como

$$\begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (3.55)$$

donde  $E_{ix}$  y  $E_{iy}$  representan el campo eléctrico incidente que se propaga sobre los ejes  $x$  y  $y$  respectivamente en la dirección del eje  $z$ .  $E$  representa la amplitud del campo eléctrico.

La matriz de Jones que representa al elemento birrefringente  $R$  (B en la figura 3.13) que introduce un retraso de fase  $\varphi$  es [1], [3]

$$[R] = \begin{bmatrix} e^{j\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

Por último, el segundo polarizador  $P$  ( $C$  en la figura 3.13) a un ángulo de  $-45^\circ$  se describe con la siguiente matriz

$$[P] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

Considerando que la onda luminosa polarizada linealmente pasa por el retardador y el segundo polarizador, el campo eléctrico  $E_0$  a la salida del analizador ( $D$  en la figura 3.13) se calcula realizando las siguientes operaciones matriciales[3]

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} &= [P][R] \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} = \frac{E}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} \\ e^{-j\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} = \frac{E}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\varphi}{2}} - e^{-j\frac{\varphi}{2}} \\ -\left(e^{j\frac{\varphi}{2}} - e^{-j\frac{\varphi}{2}}\right) \end{bmatrix} = E \frac{j \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.58)$$

La intensidad de salida se obtiene de acuerdo a la siguiente operación

$$\begin{aligned} I_o &= \begin{bmatrix} E_{ox} & E_{oy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix}^* = \\ &= \left( E \frac{j}{\sqrt{2}} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right) \left( -E \frac{j}{\sqrt{2}} \operatorname{sen}\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right) \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} = \\ &= |E|^2 \operatorname{sen}^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) = I_i \operatorname{sen}^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{I_i}{2} (1 - \cos(\varphi)) \end{aligned} \quad (3.59)$$

donde la intensidad de entrada es

$$I_i = \begin{bmatrix} E_{ix} & E_{iy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix}^* = \frac{|E|^2}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = |E|^2. \quad (3.60)$$

La expresión en (3.59) es la función de transferencia óptica del interferómetro de polarización. El resultado obtenido en (3.58) y (3.59) muestran que el campo eléctrico de la onda luminosa es modificado por una función senoidal del retraso de fase  $\varphi$  que introduce el elemento birrefringente. Si el retraso de fase  $\varphi$  es variable, entonces el interferómetro de polarización permite modular la intensidad de la onda luminosa incidente.

Una manera de lograr la variación de  $\varphi$  es usando cristales electroópticos los cuales varían los índices de refracción  $n_o$  y  $n_e$  en función de un campo eléctrico aplicado externamente, como se estudia en la siguiente sección para cristales de niobato de litio.

### 3.5 Efecto electroóptico en cristales de niobato de litio

El efecto electroóptico es el cambio en los índices de refracción que presentan distintos materiales anisotrópicos en presencia de un campo eléctrico. La variación del índice de refracción puede ser de dos tipos: *lineal*, también conocida como efecto Pockels, o *cuadrática* o de efecto Kerr [1].

Un material electroóptico en presencia de un campo eléctrico  $E$  sufre una variación en el índice de refracción. Éste se puede representar por su expansión en serie de Taylor como

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (3.61)$$

donde  $n = n(0)$  y  $a_i = \left. \frac{d^i n}{dE^i} \right|_{E=0}$ .

Los términos de orden mayor a dos tienen órdenes de magnitud mucho más pequeños que  $n$  y se pueden omitir. La expresión en (3.61) se puede representar como [5]

$$n(E) = n - \frac{1}{2} \mathbf{r} n^3 - \frac{1}{2} \mathbf{g} n^3 E^2 + \dots = n + \Delta n, \quad (3.62)$$

donde  $\mathbf{r} = -2 \frac{a_1}{n^3}$  y  $\mathbf{g} = -\frac{a_2}{n^3}$ , son conocidos como los coeficientes de Pockels y de Kerr respectivamente,  $\Delta n$  es el cambio incremental del índice de refracción.

En el espacio tridimensional, un parámetro importante es el de la impermeabilidad eléctrica  $\eta$  que se calcula como:

$$\eta = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} = \frac{1}{n^2}. \quad (3.63)$$

La impermeabilidad eléctrica es también función del campo eléctrico, y su cambio incremental se calcula como



$$\Delta\eta = \frac{d\eta}{dn} \Delta n = \mathbf{r}E + \mathbf{s}E^2, \quad (3.64)$$

entonces

$$\eta(E) \approx \eta + \mathbf{r}E + \mathbf{s}E^2. \quad (3.65)$$

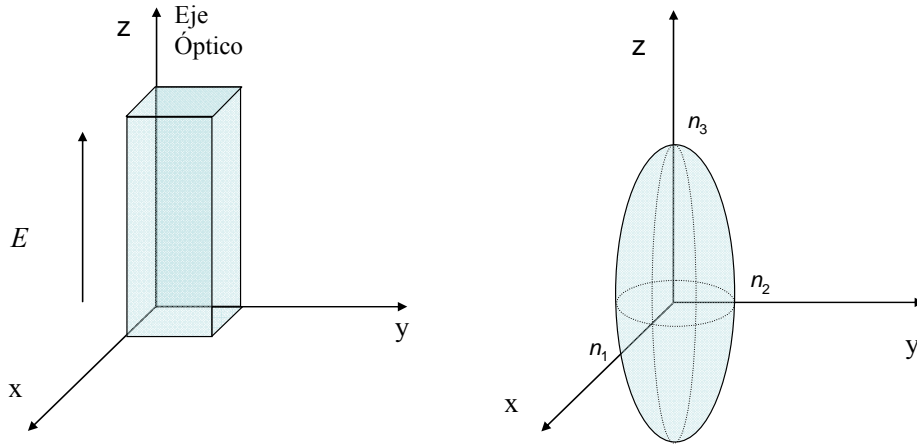
Con la impermeabilidad eléctrica se pueden definir las propiedades de un medio anisotrópico. Las características están dadas por una construcción geométrica conocida como elipsoide de índices dada por:

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots \quad (3.66)$$

$$\eta_{ij} = \eta_{ji}.$$

De la ecuación anterior, los subíndices  $i$  y  $j$ , que corren del 1 al 3, hacen referencia a los ejes  $x$ ,  $y$  y  $z$  respectivamente.

La figura 3.14 ilustra el elipsoide de índices para un material electroóptico. En la figura puede observarse que cada eje tiene asignado un índice de refracción particular.



**Figura 3.14, Elipsoide de índices de refracción de materiales electroópticos.**

Los principales tipos de materiales con efecto electroóptico presentan dos tipos de simetría: centrosimétricos y no-centrosimétricos. En los materiales centrosimétricos los coeficientes de Pockels  $r$  desaparecen, y el material presenta el efecto Kerr; en

presencia de un campo eléctrico la elipsoide sufre de deformación no uniforme. En el caso contrario, los materiales no-centrosimétricos los coeficientes de Kerr s desaparecen, o son demasiado pequeños para que su efecto sea perceptible.

En un material no-centrosimétrico los índices  $n_1$ ,  $n_2$  y  $n_3$  de la elipsoide tienen relación entre sí y se subdividen en cúbicos o isotrópicos ( $n_1 = n_2 = n_3$ ), trigonales ( $n_1 = n_2 = n_o$ ,  $n_3 = n_e$ ) y tetragonales.

En el caso del niobato de litio, éste es un material trigonal. El tensor respectivo que modela los coeficientes de Pockels es el siguiente [4]

$$\mathbf{r}_{i,j} = \begin{bmatrix} 0 & -\mathbf{r}_{2,2} & \mathbf{r}_{1,3} \\ 0 & \mathbf{r}_{2,2} & \mathbf{r}_{1,3} \\ 0 & 0 & \mathbf{r}_{3,3} \\ 0 & \mathbf{r}_{4,2} & 0 \\ \mathbf{r}_{4,2} & 0 & 0 \\ -\mathbf{r}_{2,2} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.67)$$

Los valores para  $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$  de estos coeficientes son los siguientes

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{2,2} &= 3.4 \text{ pm/V} \\ \mathbf{r}_{1,3} &= 8.6 \text{ pm/V} \\ \mathbf{r}_{3,3} &= 30.8 \text{ pm/V} \\ \mathbf{r}_{4,2} &= 28 \text{ pm/V} \end{aligned} \quad (3.68)$$

Dada la distribución de los coeficientes en el tensor, lo conveniente es aplicar campo eléctrico en la dirección  $z$ , de esta manera los coeficientes aprovechados, son  $r_{1,3}$  y  $r_{3,3}$  que tienen valores relativamente altos.

De esta manera, la ecuación (3.65) se modifica como:

$$\eta(E) = \eta_{ij} + \mathbf{r}E = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -\mathbf{r}_{2,2} & \mathbf{r}_{1,3} \\ 0 & \mathbf{r}_{2,2} & \mathbf{r}_{1,3} \\ 0 & 0 & \mathbf{r}_{3,3} \\ 0 & \mathbf{r}_{4,2} & 0 \\ \mathbf{r}_{4,2} & 0 & 0 \\ -\mathbf{r}_{2,2} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta_x + \mathbf{r}_{1,3}E \\ \eta_y + \mathbf{r}_{1,3}E \\ \eta_z + \mathbf{r}_{3,3}E \end{bmatrix} \quad (3.69)$$

La ecuación modificada para la elipsoide de un cristal de  $\text{LiNbO}_3$ , cuando el campo eléctrico es aplicado en la dirección del eje  $z$  de acuerdo con (3.66) y (3.67) es la siguiente:

$$\left( \frac{1}{n_o^2} + \mathbf{r}_{13}E \right) (x_1^2 + x_2^2) + \left( \frac{1}{n_e^2} + \mathbf{r}_{33}E \right) x_3^2 = 1 \quad (3.70)$$

Las funciones de los índices de refracción ordinario y extraordinario, en función del campo eléctrico son:

$$\frac{1}{n_o^2(E)} = \frac{1}{n_o^2} + \mathbf{r}_{13}E, \quad (3.71)$$

$$\frac{1}{n_e^2(E)} = \frac{1}{n_e^2} + \mathbf{r}_{33}E. \quad (3.72)$$

Si se simplifican las ecuaciones anteriores, se obtiene:

$$n_o(E) = \left( \frac{n_o^2}{1 + \mathbf{r}_{13}n_o^2E} \right)^{1/2} = n_o \left( \frac{1}{1 + \mathbf{r}_{13}n_o^2E} \right)^{1/2}, \quad (3.73)$$

$$n_e(E) = \left( \frac{n_e^2}{1 + \mathbf{r}_{33}n_e^2E} \right)^{1/2} = n_e \left( \frac{1}{1 + \mathbf{r}_{33}n_e^2E} \right)^{1/2}. \quad (3.74)$$

El término entre paréntesis de ambas ecuaciones tiene la forma  $(1 + \alpha)^{-1/2}$ , que puede aproximarse a  $1 - \frac{1}{2}\alpha$  cuando  $\alpha$  es muy pequeño. Por lo tanto, las ecuaciones (3.73) y (3.74) pueden aproximarse a:

$$n_o(E) \approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E \quad (3.75)$$

$$n_e(E) \approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E \quad (3.76)$$

donde  $n_o$  y  $n_e$  son los índices de refracción en ausencia de campo eléctrico.

Las anteriores ecuaciones explican que al aplicarse un campo eléctrico en la dirección del eje Z, el elipsoide de índices de refracción sufre una contracción en función del campo eléctrico aplicado, como se expresa en la figura 3.15. Los índices  $n_o$  y  $n_e$  disminuyen linealmente conforme el campo eléctrico aumenta [4].

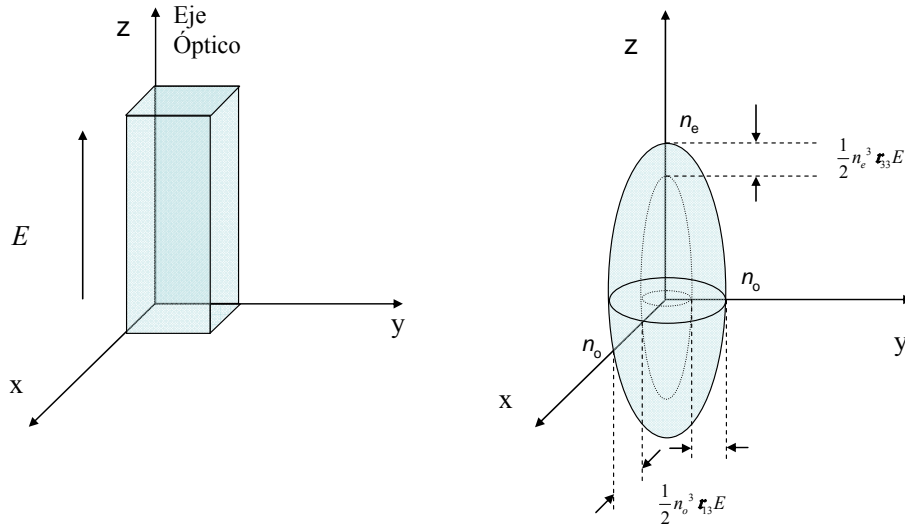


Figura 3.15 Cambio en los índices de refracción del niobato de litio en función del campo eléctrico aplicado.

Para conocer los índices de refracción del niobato de litio es importante conocer también su correspondiente ecuación de Sellmeier. Esta indica la dependencia del índice de refracción en función de la longitud de onda, y en este caso, en ausencia de campo eléctrico aplicado.

En [6] se reporta su ecuación modificada, para los índices ordinario y extraordinario que se muestran a continuación:

$$n_o^2 = 4.9048 - \frac{0.11768}{0.0475 - \lambda^2} - 0.027169 \lambda^2 \quad (3.77)$$

$$n_e^2 = 4.5820 - \frac{0.099169}{0.044432 - \lambda^2} - 0.021950 \lambda^2 \quad (3.78)$$

En estas ecuaciones  $\lambda$  se expresa en micrómetros ( $\mu\text{m}$ ). Los valores correspondientes para  $1.3 \mu\text{m}$  calculados corresponden a  $n_o = 2.225$  y  $n_e = 2.146$ .

En la figura 3.16 se muestra una gráfica de las funciones expresadas en (3.77) y (3.78).

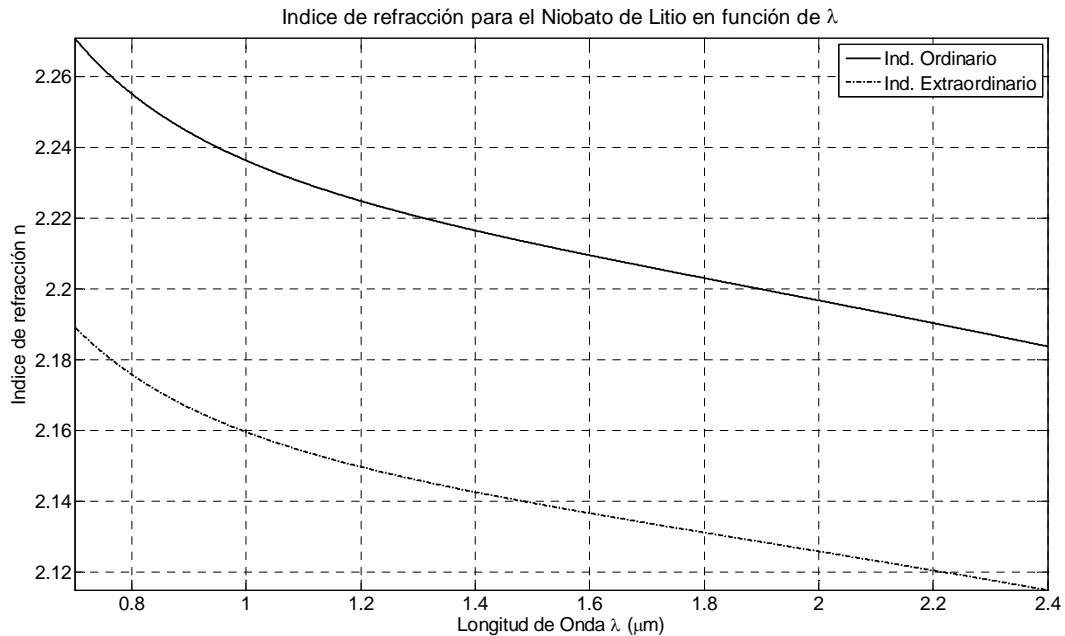


Figura 3.16. Índices de refracción del niobato de litio en función de la longitud de onda.

Esta revisión de las propiedades del niobato de litio, permite utilizarlo como un dispositivo para detección de campos eléctricos. La disponibilidad de un cristal de este material para esta tesis requiere que se entiendan sus principales características. El uso de este cristal se utiliza en el interferómetro de polarización

### ***3.6 Modulación de intensidad luminosa con el interferómetro de polarización usando cristales electroópticos.***

Una manera de utilizar el interferómetro de polarización para modular la intensidad de la luz es utilizar un cristal electroóptico como elemento birrefringente.

El retraso de fase que introduce el cristal está en función del cambio en los índices de refracción  $n_o$  y  $n_e$ , que a su vez son función del campo eléctrico aplicado.

La variación en los índices de refracción de un cristal electroóptico tipo Pockels están dados por [3],[4]

$$\begin{aligned} n_o(E) &\approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 \mathbf{r}_{13} \Gamma_{TE} E \\ n_e(E) &\approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 \mathbf{r}_{33} \Gamma_{TM} E \end{aligned} \quad (3.79)$$

donde  $n_o$  y  $n_e$  son los índices de refracción ordinario y extraordinario;  $\mathbf{r}_{13}$  y  $\mathbf{r}_{33}$  son los coeficientes de Pockels correspondientes al cristal utilizado.  $\Gamma_{TE}$  y  $\Gamma_{TM}$  son los coeficientes de superposición óptico-eléctrico.

La diferencia de camino óptico que introduce el cristal a una onda luminosa polarizada linealmente a  $45^\circ$  con respecto a los ejes ordinario y extraordinario es

$$DCO = (n_o(E) - n_e(E))L \quad (3.80)$$

donde  $L$  es la longitud del cristal.

La retraso de fase del cristal electroóptico  $\Gamma(E)$  está dado por:

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi}{\lambda_0} DCO = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_o(E) - n_e(E))L. \quad (3.81)$$

Sustituyendo las expresiones para  $n_o$  y  $n_e$  de (3.79) en la ecuación (3.81) el retraso de fase

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{2\pi}{\lambda_0} L(n_o - n_e) - \frac{\pi}{\lambda_0} (n_o^3 \mathbf{r}_{13} \Gamma_{TE} - n_e^3 \mathbf{r}_{33} \Gamma_{TM}) E L = \\ &= \Gamma_0 - \frac{\pi}{\lambda_0} (n_o^3 \mathbf{r}_{13} \Gamma_{TE} - n_e^3 \mathbf{r}_{33} \Gamma_{TM}) E L \end{aligned} \quad (3.82)$$

En la expresión (3.82),  $\Gamma_0$  es el retardo de fase del cristal en ausencia de campo eléctrico y éste es igual a

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} L (n_o - n_e) . \quad (3.83)$$

La expresión (3.82) puede escribirse como

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{E}{E_\pi}, \quad (3.84)$$

donde

$$E_\pi = \frac{\lambda_0}{\left( n_e^3 \mathbf{r}_{33} \Gamma_{TM} - n_o^3 \mathbf{r}_{13} \Gamma_{TE} \right) L} \quad (3.85)$$

Al campo eléctrico  $E_\pi$  se le conoce como el *campo de media onda*, y es el valor del campo el en cual se obtiene una retardo de fase adicional de  $\pi$  radianes.

De manera correspondiente, la función de transferencia óptica en (3.59) puede expresarse como

$$\begin{aligned} I_o(E) &= I_i \text{sen}^2 \left( \frac{\Gamma}{2} \right) = I_i \text{sen}^2 \left( \frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi E}{2 E_\pi} \right) = \frac{I_i}{2} \left( 1 - \cos \left( \Gamma_0 - \frac{\pi E}{E_\pi} \right) \right) = \\ &= \frac{I_i}{2} (1 - \cos(\Delta\Gamma)) \end{aligned} \quad (3.86)$$

El resultado es similar a la ecuación (3.59), con  $\varphi = \Delta\Gamma$ .

En la figura 3.17 se presenta la gráfica de la función de transferencia óptica obtenida utilizando los siguientes parámetros reportados [4], [6].

$$\begin{aligned} L &= 36 \text{ mm}; \\ n_e &= 2.146; \\ n_o &= 2.221; \\ \mathbf{r}_{33} &= 30.8 \text{ pm/V}; \\ \mathbf{r}_{13} &= 8.6 \text{ pm/V}; \\ \Gamma_{TE} &= 0, \\ \Gamma_{TM} &= 1. \end{aligned}$$

En la gráfica puede observarse que en la región lineal puede modularse en intensidad un campo eléctrico externo variable. La región lineal de la función de transferencia está localizada alrededor del valor donde la intensidad normalizada es igual a 0.5.

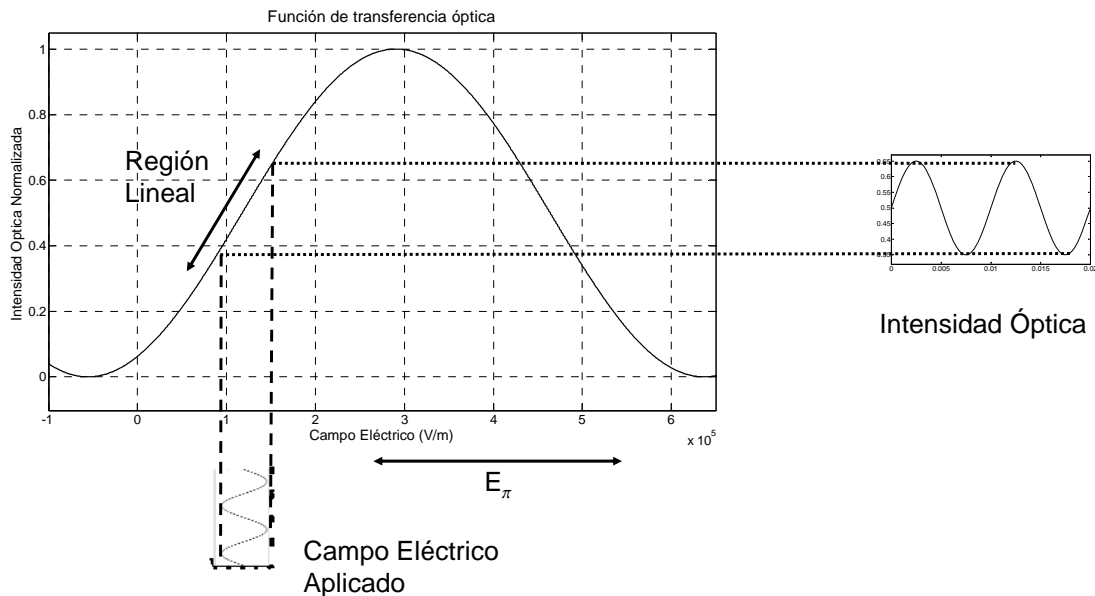


Figura 3.17 Función de transferencia óptica

De la figura 3.17 puede observarse también que la región lineal no se encuentra centrada en la zona donde el campo eléctrico es cero. El campo eléctrico externo que se modula en intensidad debe tener sumado un campo eléctrico constante.

Esto implica que para la detección o modulación de un campo eléctrico en la zona lineal, el campo eléctrico variable debe estar sumado a un campo eléctrico estático. Esto puede superarse con la introducción de un retardo óptico variable anterior al elemento birrefringente, como por ejemplo, el uso de una placa retardadora de  $\lambda/2$ , o bien, variarse el ángulo del polarizador de entrada. Ambos casos pueden ajustar la región lineal a la zona de campo eléctrico cero.

Para detectar los retardos ópticos producidos con este esquema se requiere la aplicación de un retardo óptico equivalente al producido en ausencia de campo eléctrico, como se explica en la siguiente sección.



### 3.7 Generación de retardos ópticos

Cuando se tiene un sistema óptico que introduce un retardo  $\tau_0$  a una onda luminosa de baja coherencia  $U(t)$ , a la salida se obtiene [7]

$$U_s(t) = \frac{1}{2}(U(t) + U(t - \tau_0)) \quad (3.87)$$

Cuando la onda  $U_s(t)$  es introducida en otro sistema que introduzca otro retardo  $\tau$ , se obtiene entonces la onda  $U_r(t)$

$$\begin{aligned} U_r(t) &= \frac{1}{2}(U_s(t) + U_s(t - \tau)) = \\ &= \frac{1}{4}(U(t) + U(t - \tau_0) + U(t - \tau) + U(t - \tau_0 - \tau)) \end{aligned} \quad (3.88)$$

Un fotodetector realiza la detección de la intensidad de  $U_r(t)$  de acuerdo con:

$$\begin{aligned} I &= \langle |U_r(t)|^2 \rangle = \langle U_r^*(t) \cdot U_r(t) \rangle = \\ &= \frac{1}{16} \left\langle \left( U^*(t) + U^*(t - \tau_0) + U^*(t - \tau) + U^*(t - \tau_0 - \tau) \right) \cdot \right. \\ &\quad \left. \left( U(t) + U(t - \tau_0) + U(t - \tau) + U(t - \tau_0 - \tau) \right) \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.89)$$

Al desarrollar la ecuación anterior y aplicando la ecuación (3.4) se obtiene la intensidad  $I$  como

$$I = \frac{1}{16} \left( 4I_0 + 2(G(\tau) + G^*(\tau)) + 2(G(\tau_0) + G^*(\tau_0)) + \right. \\ \left. (G(\tau + \tau_0) + G^*(\tau + \tau_0)) + (G(\tau - \tau_0) + G^*(\tau - \tau_0)) \right) \quad (3.90)$$

Al utilizar la siguiente propiedad para una función compleja

$$\begin{aligned} \Psi + \Psi^* &= |\Psi|e^{j\phi} + |\Psi|e^{-j\phi} = \\ &= 2|\Psi| \left( \frac{e^{j\phi} + e^{-j\phi}}{2} \right) =, \\ &= 2|\Psi| \cos(\phi) \end{aligned} \quad (3.91)$$

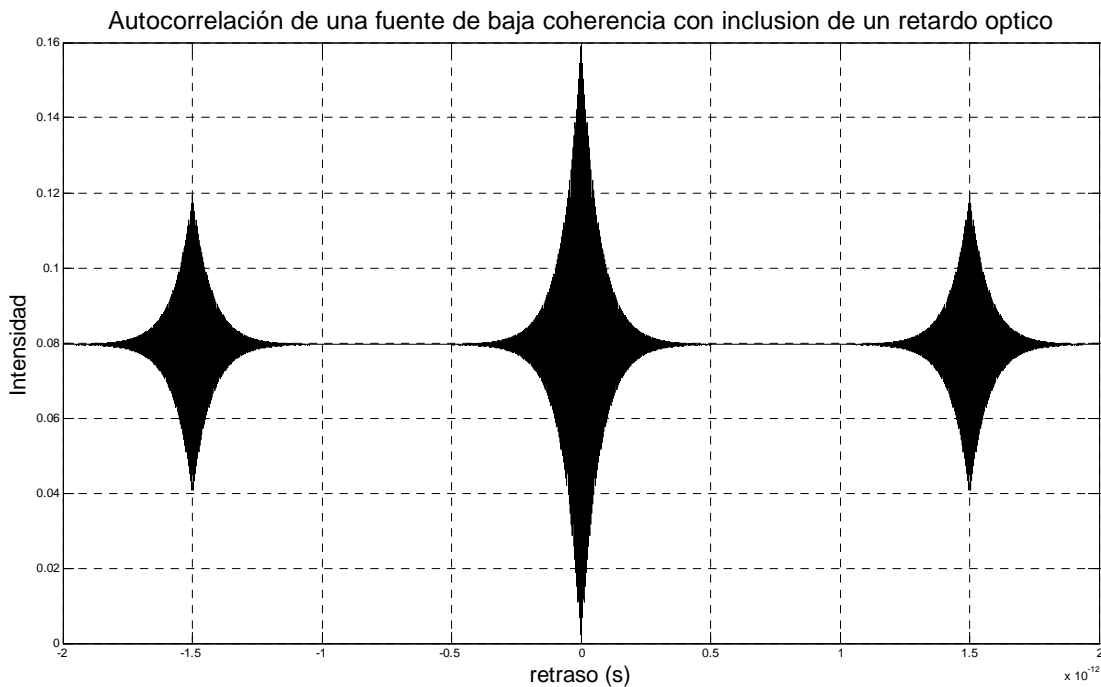
Al aplicarse esta propiedad para la ecuación de la intensidad (3.90), se obtiene como resultado la siguiente expresión

$$I = \frac{1}{4} \left( I_0 + |G(\tau)| \cos(2\pi\nu_0\tau) + |G(\tau_0)| \cos(2\pi\nu_0\tau_0) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} |G(\tau + \tau_0)| \cos(2\pi\nu_0(\tau + \tau_0)) + \frac{1}{2} |G(\tau - \tau_0)| \cos(2\pi\nu_0(\tau - \tau_0)) \right) \quad (3.92)$$

La expresión anterior puede analizarse de la siguiente manera

- Existe un nivel de intensidad constante ( $I_0/4$ ).
- Existen dos réplicas de la parte real de la función de autocorrelación en  $\tau = \pm \tau_0$  de la mitad de tamaño cuando  $\tau = 0$ .
- El término de la función de autocorrelación evaluada en  $\tau = \tau_0$  indica un nivel de intensidad adicional. Este término tiende a cero si el retardo es mayor al tiempo de coherencia de la fuente.

La figura 3.18 presenta el comportamiento de una fuente de envolvente lorentziana, a la que se le aplica un retardo óptico de 1.5 ps.



**Figura 3.18** Detección de una fuente de baja coherencia con la inclusión de un retardo óptico.

Si el sistema que introduce un retardo permite una variación  $\Delta_\tau$ , la ecuación (3.92) se modifica de la siguiente manera

$$I = \frac{1}{4} \left[ \begin{aligned} & I_0 + |G(\tau)| \cos(2\pi\nu_0\tau) + |G(\tau_0 + \Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0(\tau_0 + \Delta_\tau)) + \\ & + \frac{1}{2} |G(\tau + (\tau_0 + \Delta_\tau))| \cos(2\pi\nu_0(\tau + (\tau_0 + \Delta_\tau))) + \\ & + \frac{1}{2} |G(\tau - (\tau_0 + \Delta_\tau))| \cos(2\pi\nu_0(\tau - (\tau_0 + \Delta_\tau))) \end{aligned} \right]. \quad (3.93)$$

Cuando el segundo retardo  $\tau$  se sitúa en  $\tau = \tau_0$ , la ecuación (3.93) se modifica a:

$$I = \frac{1}{4} \left[ \begin{aligned} & I_0 + |G(\tau_0)| \cos(2\pi\nu_0\tau_0) + |G(\tau_0 + \Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0(\tau_0 + \Delta_\tau)) + \\ & + \frac{1}{2} |G(2\tau_0 + \Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0(2\tau_0 + \Delta_\tau)) + \\ & + \frac{1}{2} |G(\Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0\Delta_\tau) \end{aligned} \right] = \quad (3.94)$$

$$= \frac{1}{4} \left( I_0 + \frac{1}{2} |G(\Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0\Delta_\tau) \right)$$

Este último resultado indica que al igualar los retardos, la variación de intensidad detectada será función de  $\Delta_\tau$ . Sin embargo, ocurre que el máximo de la franja de interferencia estará situado en esa posición. Para acceder a la región lineal es necesario entonces ajustar el retardo  $\tau$ . Si el periodo espacial de las franjas de interferencia de una fuente luminosa es de  $\lambda_0$ , el retardo temporal debe ajustarse en

$$\tau = \tau_0 \pm \frac{\lambda_0/4}{c}. \quad (3.95)$$

De esta manera se logra situar la intensidad detectada en una región que variará linealmente en función del retardo variable aplicado. Para lograr este efecto, se puede utilizar una placa retardadora de  $\lambda/4$  debidamente orientada antes del elemento fotodetector.

En la figura 3.19 se muestra una ampliación de las franjas de interferencia del ejemplo presentado en la figura 3.18. Aquí es posible observar la posición del máximo de interferencia situado en  $\tau = \tau_0$ , y la región lineal de detección se encuentra

$$\text{en } \tau = \tau_0 - \frac{\lambda_0/4}{c}.$$

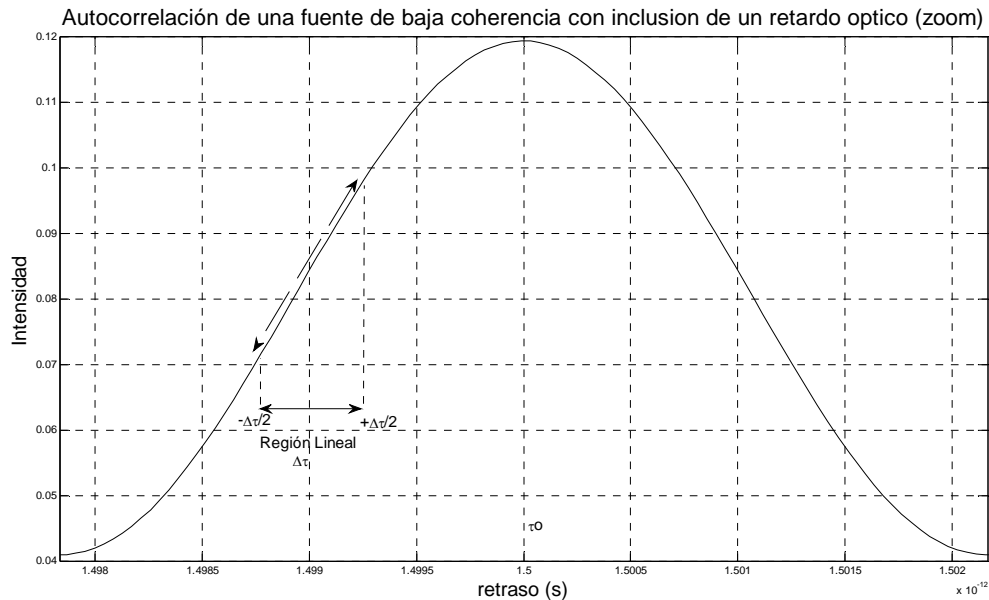


Figura 3.19 Región lineal de detección.

De esta manera, es posible utilizar el esquema basado en retardos ópticos para la detección y medición de un parámetro externo. Para efectos de esta tesis, consideraremos el uso de cristales electroópticos para la medición de variaciones del campo eléctrico.

### Conclusiones

En este capítulo se hizo una revisión de múltiples conceptos relativos a las propiedades de la luz, como son la intensidad óptica, la función de autocorrelación y la densidad espectral de potencia. La relación entre la función de autocorrelación y la densidad espectral de potencia se da por el teorema de Wiener – Kintchine. Como ejemplo se presentaron cuatro ejemplos de fuentes luminosas con perfiles espectrales distintos. Esta relación permite conocer el tiempo y longitud de coherencia, y a su vez, la capacidad de la fuente para generar interferencia.

La capacidad de producir interferencia se aprovecha en los sistemas interferométricos para la producción de retardos ópticos. Dos interferómetros que producen retardos ópticos son el interferómetro de Michelson y el interferómetro de polarización. El primero introduce retardos ópticos en función del doble la diferencia de camino

óptico entre los espejos que lo forman, mientras que, el segundo utiliza un elemento birrefringente para producir una diferencia de camino óptico. Ésta es función de la longitud del elemento birrefringente y la diferencia entre los índices de refracción ordinario y extraordinario. El retardo óptico introducido por los interferómetros es variable, ya sea en el caso del interferómetro de Michelson al cambiar la distancia del espejo móvil, mientras que, en el interferómetro de polarización permite variar el retardo mediante elementos birrefringentes que cambien sus índices de refracción. Se analizaron matemáticamente ambos interferómetros en este capítulo. En esta tesis se propone el uso del interferómetro de polarización para generar retardos ópticos y el interferómetro de Michelson para medirlos.

En esta tesis se usan cristales electroópticos que cambian sus índices en función de un campo eléctrico aplicado. De esta manera, se aprovechan las propiedades del interferómetro de polarización para detectar campos eléctricos. Se revisó el efecto electroóptico en cristales de niobato de litio, el cual presenta dos esquemas de modulación en el interferómetro de polarización.

El primer esquema es el de modulación por intensidad, cuyo uso se limita a luz monocromática donde la intensidad de salida es función de la diferencia de camino óptico en el interferómetro de polarización. Se observó que la función de transferencia óptica de un cristal electroóptico es una función senoidal del campo eléctrico aplicado, por lo que para una modulación lineal de un campo el eléctrico incidente, éste deberá estar situado en la región lineal de operación. Un parámetro importante de la función de transferencia óptica es el campo eléctrico de media onda  $E_{\pi}$ , que indica el periodo de la función de transferencia óptica.

El segundo esquema, se basa en la introducción de un retardo óptico que se aplica a luz con baja coherencia. La detección se obtiene mediante la adición de un retardo óptico que iguale al primer retardo introducido y obteniendo su intensidad con un fotodetector.

Este esquema presenta la posibilidad de utilizar varios interferómetros de polarización en cascada que introduzcan diferentes retardos ópticos, mientras que, el

esquema de modulación por intensidad sólo permite el uso de un sólo interferómetro, lo que limita la capacidad de detección de campos eléctricos.

## **Referencias**

- [1]. Hecht, Eugene, “Optica”, Pearson, Addison Westley, tercera edición, 2000.
- [2]. Pascota, Rüdiger, “Encyclopedia of Laser Physics and Technology”, RP Photonics Consulting GmbH, Wiley VCH, editor.
- [3]. Baha, E. A. Saleh, Malvin, Carl Teich, “Fundamental of Photonics,” John Wiley & Sons, primera edición, 1991
- [4]. Davis, Christopher C., “Lasers and Electro-Optics, Fundamentals and Engineering”, Cambridge University Press 1996.
- [5]. Optical Society of America, “Handbook of Optics,” Driscoll, Walter G., Vaughan, William editores. McGraw Hill Book Company. First Edition 1978.
- [6]. Smith D. S., Riccius H. D., Edwin R. P. “Refractive Indices of Lithium Niobate”, Optics Communications, Vol. 17, number 3. June 1976.
- [7]. Rodríguez Asomoza, Jorge, “Estudio experimental de detección de campo eléctrico utilizando sensores electroópticos en tecnología de óptica integrada y modulación de coherencia óptica,” Tesis Doctoral, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, 2001.





# Capítulo 4. Medición de coherencia y correlación ópticas

## ***4.1 Introducción***

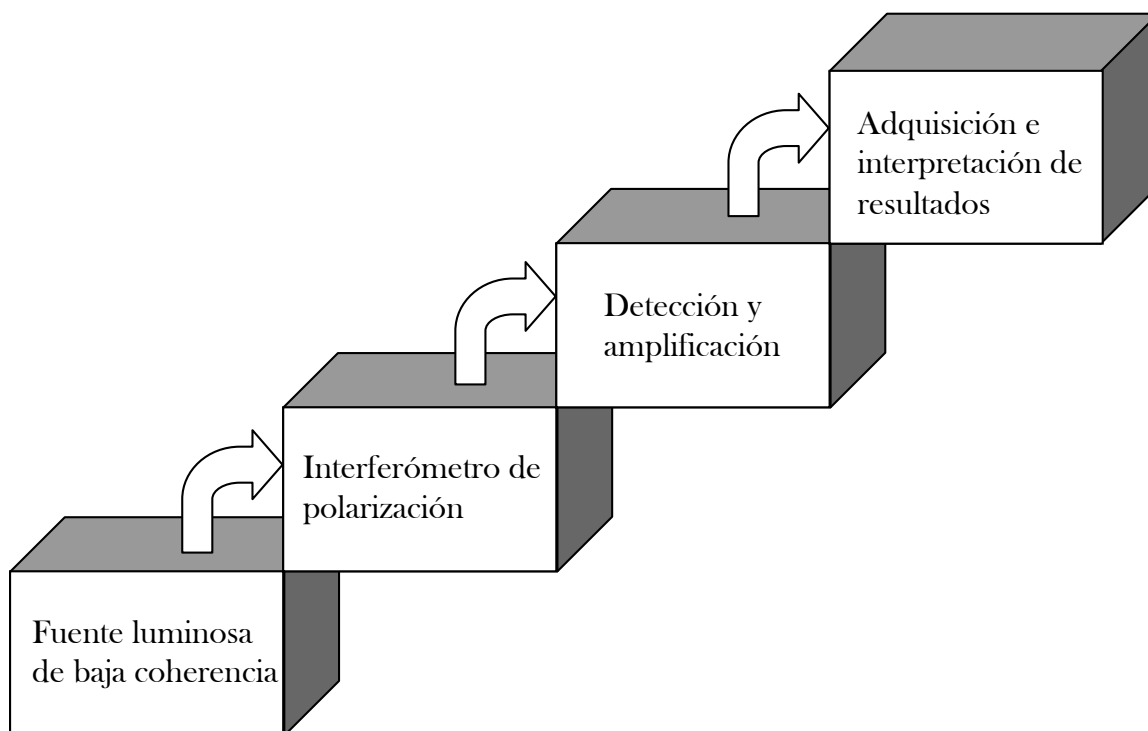
En este capítulo se presenta la medición experimental de retardos ópticos. Los retardos ópticos son producidos por un interferómetro de polarización en combinación con una fuente óptica de baja coherencia. El esquema de medición utiliza un interferómetro de Michelson, un fotodiodo con amplificador y una tarjeta de adquisición de señales.

Las mediciones de correlación y retardos ópticos se basan en técnicas de procesamiento digital de señales mediante filtrado y procesamiento de la señal medida. Se describe el procedimiento de ajuste del interferómetro de Michelson así como las mediciones experimentales de los retardos ópticos introducidos por cristales electroópticos de y fibras birrefringentes.

## ***4.2 Modelos de medición de retardos ópticos.***

En el capítulo 3 de esta tesis se describió el proceso de generación de retardos ópticos mediante un interferómetro de polarización a base de un cristal electroóptico birrefringente y luz de baja coherencia. El retardo introducido está determinado por la diferencia de camino óptico, determinado por la birrefringencia del cristal electroóptico (diferencia de índices de refracción) y por la longitud. La medición teórica debe corroborarse con una medición experimental, debido a que los elementos birrefringentes están sujetos a variaciones de fabricación, temperatura o presión mecánica.

Un modelo propuesto para la medición del retardo óptico producido por un elemento birrefringente utilizando luz de baja coherencia se presenta en la figura 4.1.



**Figura 4.1 Modelo propuesto para la medición de retardos ópticos utilizando modulación en coherencia.**

En el esquema de la figura 4.1, se utiliza un diodo superluminiscente como fuente óptica de baja coherencia. El interferómetro de polarización produce un retardo óptico el cual se mide por un interferómetro de Michelson controlado por computadora. La luz es detectada por un fotodetector pin y un circuito amplificador. La señal eléctrica proveniente del fotodetector se digitaliza por medio de una tarjeta de adquisición de señales analógicas controlada por computadora. Los datos se almacenan para su análisis.

El procesamiento digital de señales que permite determinar la medición directa del retardo óptico. El esquema experimental se presenta en la siguiente sección.

### ***4.3 Montaje experimental para la medición de retardos ópticos.***

El montaje experimental para medición de retardos ópticos se muestra en la figura 4.2 y está integrado por

- Un diodo superluminiscente con longitud de onda central de 1310 nm.
- Un cristal electroóptico o una fibra birrefringente como elemento generador de retardo óptico.
- Interferómetro de Michelson para medir la correlación óptica y retardo óptico.
- Fotodetector pin y amplificador. El fotodiodo convierte la onda luminosa del interferómetro en señal eléctrica, la cual es amplificada y convertida posteriormente a señal digital.
- Tarjeta de adquisición de datos digitales, los cuales se almacenan en una computadora personal.
- Motor de desplazamiento longitudinal asociado al espejo móvil del interferómetro. El desplazamiento del espejo móvil introduce una diferencia de camino óptico variable.
- Computadora personal que maneja la tarjeta de adquisición de datos y la consola de control del motor.

El montaje mostrado en la figura 4.2 permite medir el retardo óptico introducido por el elemento birrefringente, cuando se iguala al retardo generado por el interferómetro de Michelson.

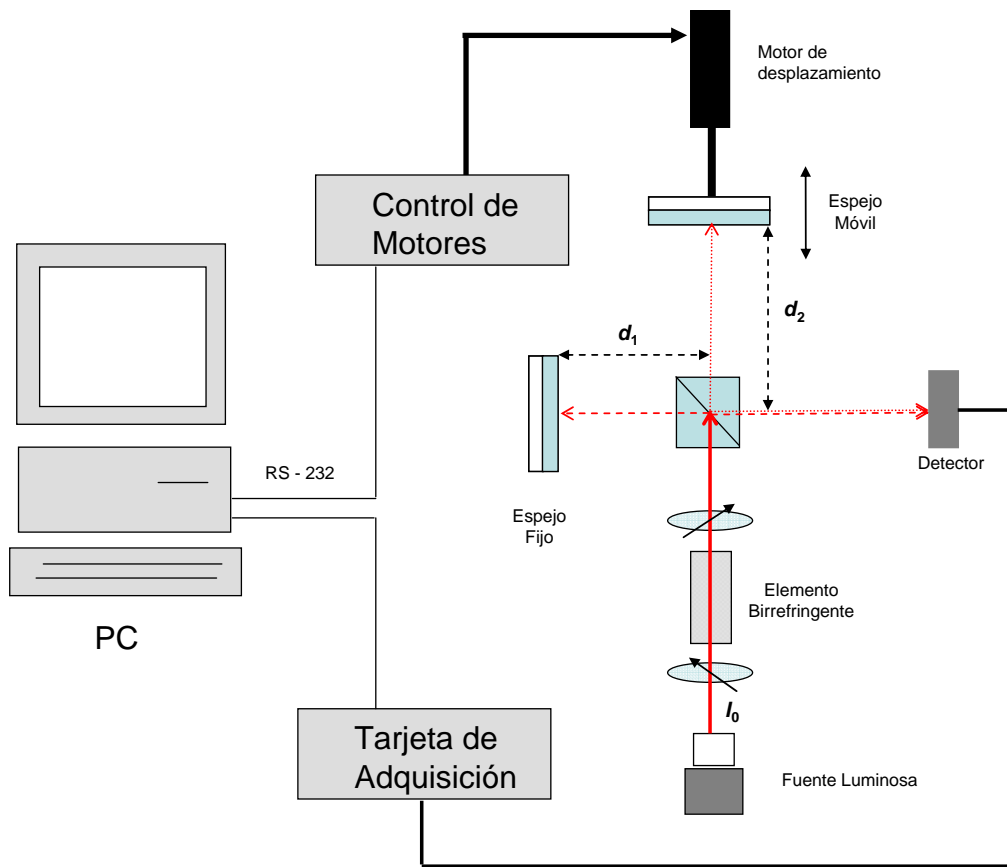


Figura 4.2. Medición experimental de retardos ópticos.

El esquema de medición se utilizó primeramente para caracterizar la autocorrelación de un láser multimodo.

El procedimiento para realizar la medición es el siguiente

1. Se propone la frecuencia de muestreo  $f_s$  en la tarjeta de adquisición de datos de la señal fotodetectada.
2. Se propone la velocidad de desplazamiento del espejo móvil en mm/s.
3. Se seleccionan las posiciones inicial y final del motor del espejo móvil con objeto de abarcar el intervalo de medición del retardo óptico del elemento birrefringente.
4. Se realiza la medición y los datos se almacenan para su análisis.

La ecuación de la intensidad recibida en el fotodetector en el interferómetro de Michelson es

$$I_T = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} \cos\left(\frac{2\pi DCO}{\lambda_0}\right) \quad (4.1)$$

donde  $I_0/2$  es la intensidad óptica en cada brazo del interferómetro y  $DCO$  es la diferencia de camino óptico que introduce el interferómetro

$$DCO = 2(d_2 - d_1) \quad (4.2)$$

donde  $d_2$  es la distancia entre el divisor de haz y el espejo móvil y  $d_1$  la distancia entre el divisor de haz y el espejo fijo. El término  $I_0/2 \cos(2\pi DCO/\lambda_0)$  es el término de interferencia. A la salida del interferómetro se producen franjas de interferencia cuyos máximos están separados en múltiplos de  $\lambda_0$ .

En la ecuación (4.2) la distancia  $d_1$  es fija y  $d_2$  es la distancia variable. La distancia  $d_2$  se calcula como:

$$d_2 = vt \quad (4.3)$$

donde  $v$  es la velocidad del espejo móvil. La ecuación (4.2) se modifica entonces a

$$DCO(t) = 2(vt - d_1) \quad (4.4)$$

El espejo móvil del interferómetro se mueve a velocidad constante  $v$  en metros por segundo. De igual manera, la tarjeta de adquisición toma un número constante de muestras por segundo. Bajo esta premisa, tanto el muestreo de la señal como el desplazamiento del motor ocurrirán en intervalos de tiempo iguales.

La señal adquirida corresponde al patrón de interferencia, por lo que hay una equivalencia entre el número de muestras  $N_s$  y la diferencia de camino óptico ( $DCO$ ).

La equivalencia corresponde a

$$N_s [\text{muestras}] \leftrightarrow DCO [m]. \quad (4.5)$$

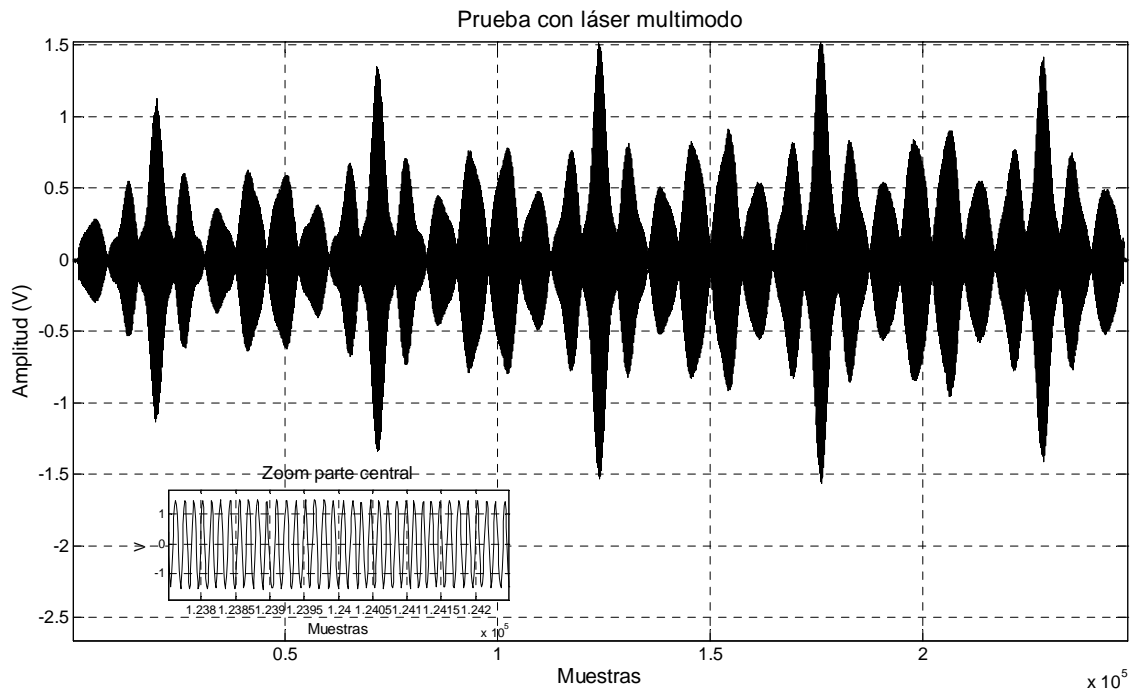
La relación (4.5) indica que entre muestra y muestra, la luz recorre dos veces la distancia  $\Delta_{DCO}$  que se ha desplazado el espejo móvil.

El intervalo  $\Delta_{DCO}$  se calcula como

$$\Delta_{DCO} = \frac{2v(1 \text{ muestra})}{f_s} \quad (4.6)$$

La ecuación (4.6) indica que si el espejo se desplaza a una velocidad de 0.02 mm/s con una frecuencia de muestreo  $f_s = 500$  muestras/s, la diferencia de camino óptica recorrida en un segundo es  $DCO = 0.04$  mm. El intervalo entre muestras será equivalente a  $\Delta_{DCO} = 80$  nm.

La medición de la autocorrelación de un láser multimodo utilizando el interferómetro de Michelson se ilustra en la figura 4.3.



**Figura 4.3 Interferograma de un láser multimodo.**

La autocorrelación medida corresponde a una señal de amplitud modulada (AM). La detección de la envolvente provee información importante para medir distancias entre los máximos de la señal. Un procedimiento de análisis de los datos de medición se desarrolló en Matlab<sup>®</sup>, con objeto de determinar los valores de correlación y retardos ópticos medidos.

El procedimiento de análisis consiste en

1. Se filtra digitalmente la señal medida para eliminar cualquier componente de corriente continua (CC).
2. Se calcula el valor absoluto de la señal.
3. Se filtra la señal de valor absoluto con un filtro pasabajas digital. El objetivo del filtro es recuperar la señal envolvente.
4. Se observan las posiciones del retardo óptico y se obtiene el número de muestras.

El procedimiento de análisis requiere de técnicas de procesamiento digital de señales para el diseño de filtros digitales, operaciones de filtrado, análisis en el dominio de la frecuencia, manipulación e interpretación de los datos. [1]-[6].

Como se describió en el capítulo 3, cuando se utiliza una fuente luminosa de baja coherencia y se introduce un retardo óptico  $\tau$ , la función de autocorrelación se repite escalada en amplitud, en la posición  $d = \tau c$ . La distancia  $d$  es la posición del paquete de franjas de función de autocorrelación luminosa.

En la sección 3.2, se presentaron funciones de autocorrelación para fuentes luminosas con distintos perfiles espectrales. Para el caso de una fuente monomodo con longitud de onda  $\lambda_0$ , la función de autocorrelación corresponde a

$$G(\tau) = \frac{e^{j2\pi\nu_0\tau}}{2\pi} \quad (4.7)$$

donde  $\nu_0 = c/\lambda_0$  y  $\tau$  es el retardo. La parte real de la función es

$$\text{Re}\{G(\tau)\} = \frac{\cos(2\pi\nu_0\tau)}{2\pi} \quad (4.8)$$

De acuerdo con el teorema de Shannon - Nyquist [2],[3], la frecuencia de muestreo mínima  $f_s$  para la adquisición de una señal analógica con ancho de banda  $B$ , debe ser  $f_s > 2B$ . Para el muestreo de la señal eléctrica en el fotodetector del interferómetro se debe tomar en cuenta lo siguiente.

El retardo temporal  $\tau$  está dado por

$$\tau = \frac{DCO(t)}{c} = \frac{2(vt - d_1)}{c} \quad (4.9)$$

Al sustituir la expresión (4.9) en (4.8) se obtiene

$$\text{Re}\{G(\tau)\} = \frac{1}{2\pi} \cos\left(2\pi\left(\frac{2vt}{\lambda_0} - \phi_0\right)\right) \quad (4.10)$$

La expresión (4.10) representa a la función de autocorrelación de una fuente monomodo en función de la diferencia de camino óptico producida por el desplazamiento del espejo móvil a una velocidad constante  $v$ . La frecuencia de oscilación de la señal medida es

$$f = \frac{2v}{\lambda_0} \quad (4.11)$$

Para una longitud de onda  $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$  y una velocidad de  $0.05 \text{ mm/s}$  ( $50 \mu\text{m}$ ), la frecuencia de la señal eléctrica del fotodetector será  $f = 76.92 \text{ Hertz}$ . De acuerdo con el teorema de Shannon – Nyquist, la mínima frecuencia de muestreo deberá ser  $f_s [\text{Hz}] > 153.84 \text{ Hz}$ . Para la mejor resolución de la señal digital muestreada se recomienda que la frecuencia de muestreo sea cinco veces mayor a la frecuencia mínima de muestreo, obteniéndose así un sobremuestreo y mejor resolución de la señal [3]. Si se fija  $f_s = 1000 \text{ Hz}$ , se estará aproximadamente 6.5 veces arriba del mínimo recomendado.

Si la fuente luminosa utilizada tiene otro perfil espectral, por ejemplo, un perfil gaussiano, la aproximación de la frecuencia de muestreo continúa siendo válida, como se muestra a continuación.



La fuente luminosa gaussiana centrada en la longitud de onda  $\lambda_0$  presentada en la sección 3.2.3 tiene la siguiente función de autocorrelación.

$$G(\tau) = \frac{P_0 \sigma_v}{\sqrt{2\pi}} e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma_v^2}{2}} \quad (4.12)$$

La parte real de la función es

$$\text{Re}\{G(\tau)\} = \frac{P_0 \sigma_v}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma_v^2}{2}} \cos(2\pi\nu_0\tau) = A e^{-2\pi\frac{\tau^2\sigma_v^2}{2}} \cos(2\pi\nu_0\tau) \quad (4.13)$$

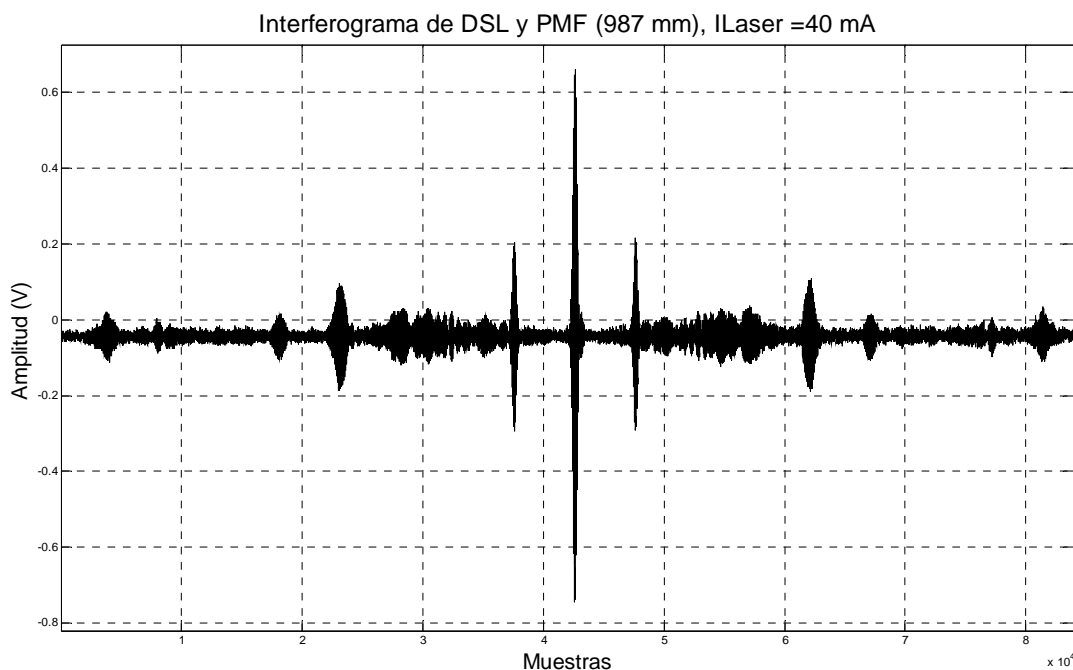
Al sustituir la expresión (4.9) en la expresión (4.13), ésta se modifica como

$$\text{Re}\{G(\tau)\} = A e^{-2\pi\frac{\left(\frac{2(\nu t - d_1)}{c}\right)^2 \sigma_v^2}{2}} \cos\left(2\pi\left(\frac{2\nu t}{\lambda_0} - \phi_0\right)\right) \quad (4.14)$$

En la expresión anterior, la frecuencia máxima de la señal eléctrica en el fotodetector depende de la diferencia de camino óptico producida por el desplazamiento del espejo móvil.

#### **4.4 Medición de retardos ópticos.**

La medición del retardo óptico introducido por una fibra birrefringente se describe en esta sección. Para la medición se utilizó un diodo superluminiscente como fuente de baja coherencia y una fibra birrefringente con longitud de 987 mm y birrefringencia nominal  $B_N = 5.3 \times 10^{-4}$ . Se propuso una frecuencia de muestreo  $f_s = 1000$  muestras/s; la velocidad de desplazamiento del espejo móvil se fijó en  $\nu = 0.05$  mm/s. En la figura 4.4 se muestra la señal de autocorrelación medida, donde se observa el retardo introducido por la fibra birrefringente.



**Figura 4.4. Adquisición de señal para el diodo superluminiscente y fibra birrefringente de 987 mm.**

Como se observa en la figura 4.4, la señal medida presenta un voltaje de CC cercano a  $-0.045$  volts. El primer paso es eliminar la componente de CC utilizando un filtro pasa altas con función de transferencia.

$$H(z) = \frac{1 - z^{-1}}{1 - 0.999z^{-1}} \quad (4.15)$$

El filtro digital propuesto tiene una frecuencia de corte a  $-3$  dB de  $165$  mHz como se muestra en la figura 4.5. La única desventaja del filtro es su retraso de grupo superior a  $1000$  muestras [1],[3],[4], las cuales deben eliminarse manualmente para una medición estable sin componentes de CC.

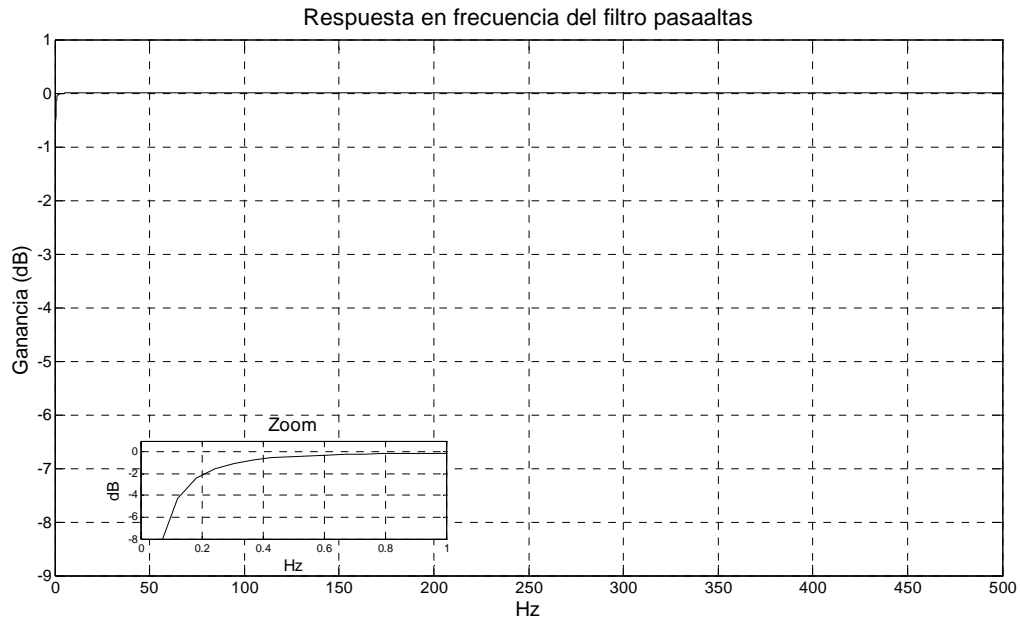


Figura 4.5 Resposta en frecuencia del filtro pasa altas digital.

En la figura 4.6 (a) y (b) se presentan los datos de medición sin la componente de CC, así como su espectro asociado. En la figura 4.7 se muestra el valor absoluto de la señal y el espectro correspondiente.

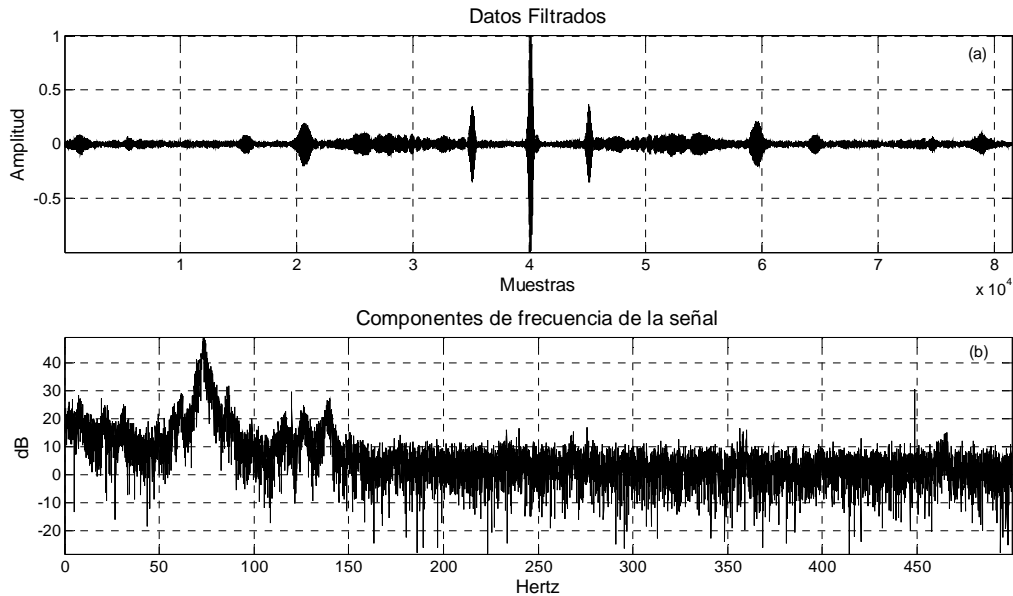
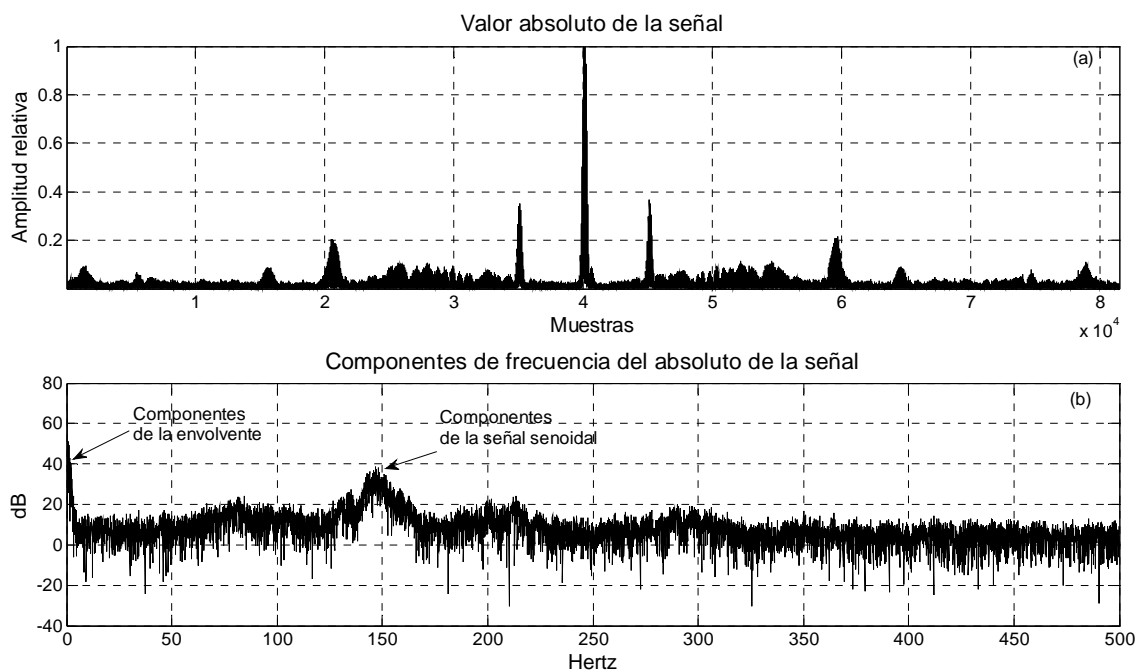


Figura 4.6. Datos obtenidos con el componente de DC eliminado. (a) Señal adquirida sin componente de DC. (b). Componentes en frecuencia de la señal.



**Figura 4.7. Valor absoluto de la señal adquirida (a) valor absoluto de la señal, (b) Componentes en frecuencia de la señal.**

En la figura 4.6 (b) se observan los componentes de frecuencia de la señal de autocorrelación. El pico principal en el espectro corresponde a una frecuencia alrededor de 75 Hz. En la figura 4.7 (b), el espectro del valor absoluto de la señal muestra componentes alrededor de 0 y 150 Hz. Este resultado permite determinar los parámetros de un filtro digital pasa bajas con objeto de recuperar únicamente la función envolvente de la señal medida.

El filtro se diseñó para una respuesta pasa-baja de 5 Hz, y una frecuencia de rechazo de 7.5 Hz. Los coeficientes del filtro se determinaron mediante el algoritmo Parks-McClellan para filtros de respuesta finita al impulso (FIR) [1],[3],[4],[6].

El rizo de la banda de paso escogida fue del  $\pm 1\%$  (0.087 dB) y la atenuación mínima en la banda de rechazo escogida fue de 60 dB. El filtro se conforma con 1352 coeficientes.

En la figura 4.8 se presenta la respuesta en magnitud del filtro pasabajas utilizado; en el recuadro se observa el rizo de la banda de paso. La figura 4.9 presenta la envolvente filtrada de la señal de auto correlación medida.

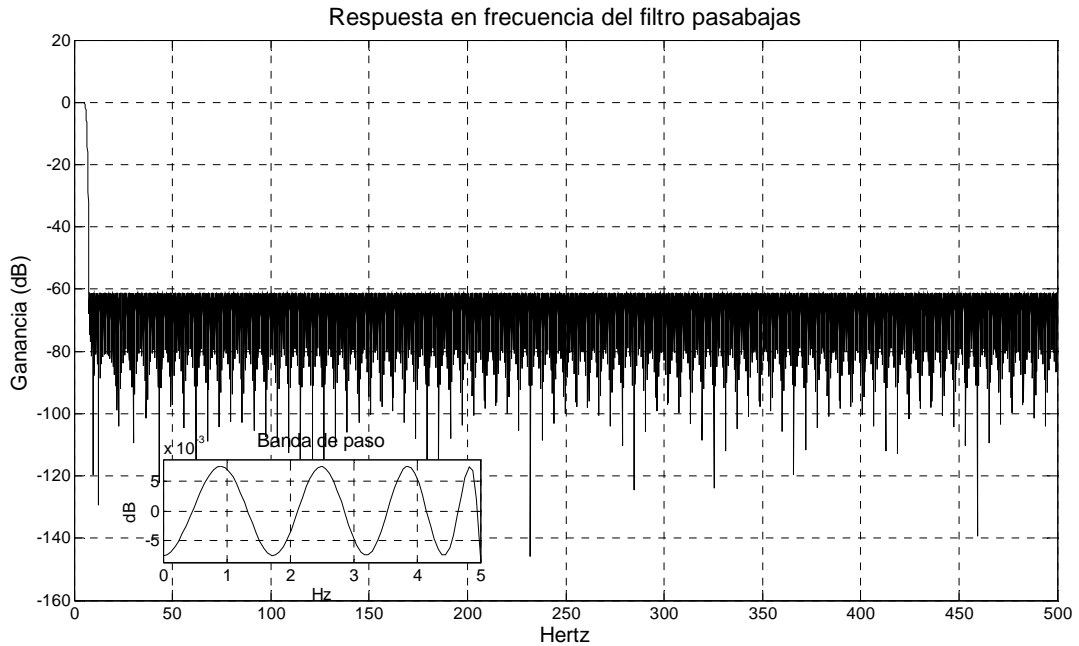


Figura 4.8. Filtro pasa bajas utilizado para recuperar la envolvente.

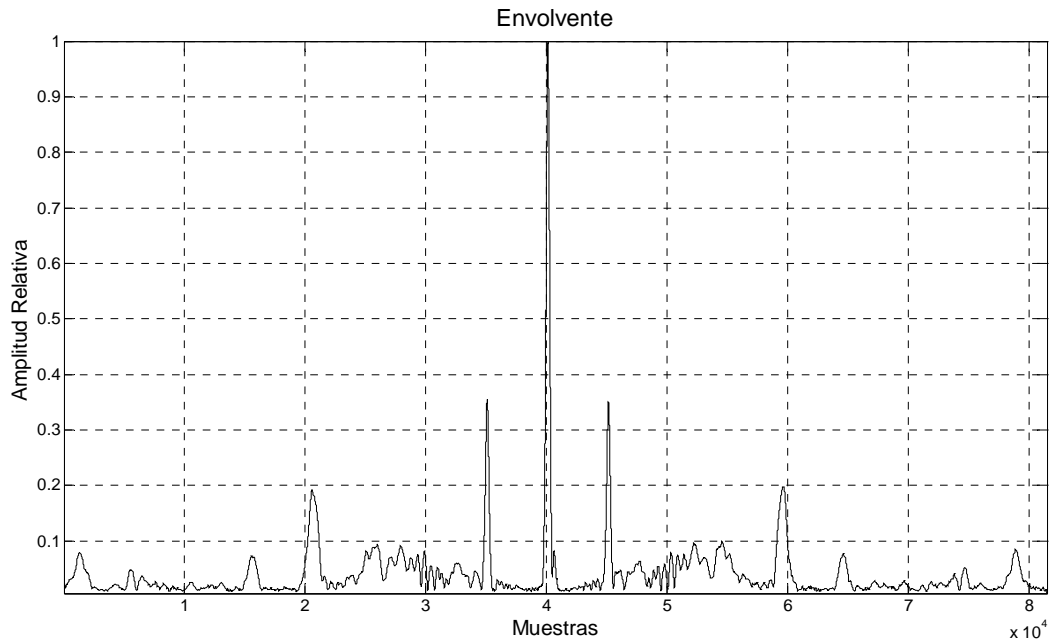
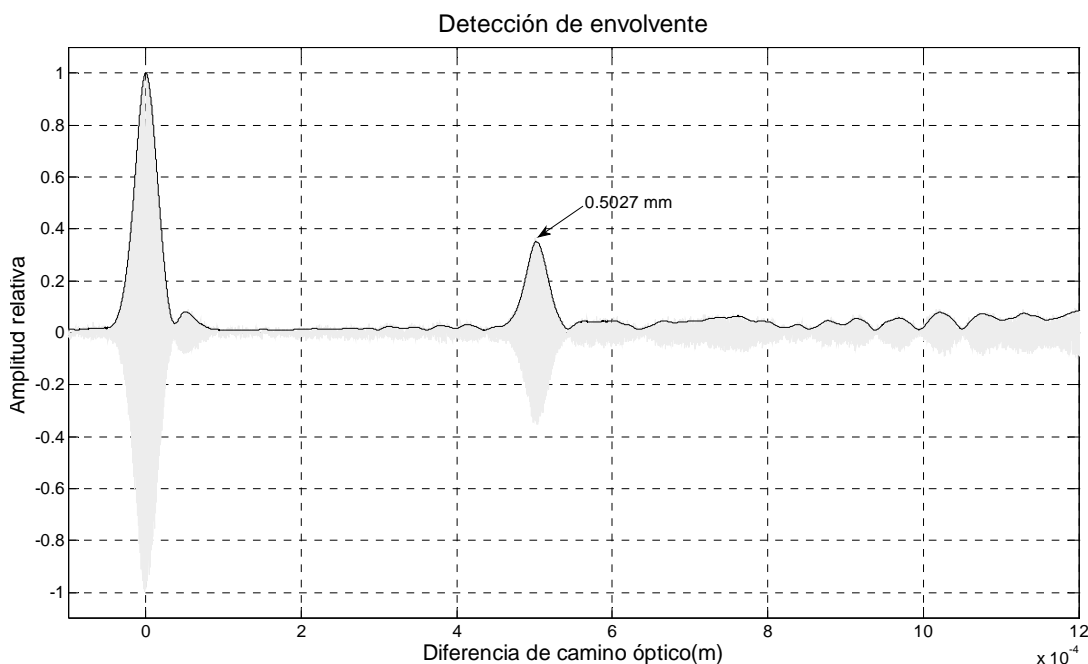


Figura 4.9. Envolvente recuperada.

Los datos de la envolvente permitirán calcular la  $DCO$  en términos de los datos resultantes de la medición. La diferencia de camino óptico entre muestras de ésta medición con  $f_s = 1000$  muestras/s y  $v = 0.05$  mm/s es  $\Delta_{DCO} = 100$  nm.

En la figura 4.10 se muestra la medición del retardo óptico introducido por la fibra birrefringente de 987 mm. La  $DCO$  es de 0.5027 mm. En la figura se presenta la superposición de la señal adquirida (gris) y la envolvente.



**Figura 4.10. Medición del retardo óptico producido por la fibra birrefringente.**

El valor teórico esperado del retardo óptico para el caso de la fibra birrefringente se calcula utilizando siguiente expresión

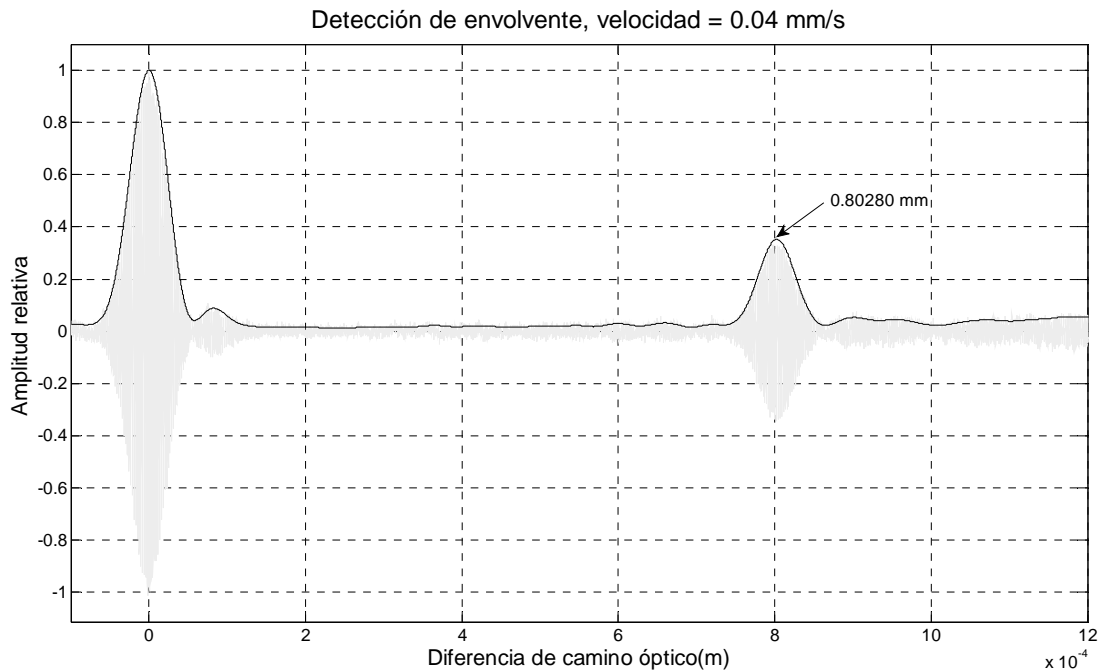
$$DCO = B_N L \quad (4.16)$$

El valor obtenido para  $B_N = 5.3 \times 10^{-4}$  y  $L = 987$  mm es  $DCO = 0.523$  mm. El error absoluto porcentual es de 3.9 %.

Para analizar el procedimiento de medición se realizó una serie de mediciones variando la velocidad de desplazamiento del espejo, buscando disminuir la distancia entre muestras y de esta manera alcanzar mayor precisión en la determinación del parámetro  $\Delta_{DCO}$ .

La medición de la autocorrelación óptica con velocidad  $v = 0.04$  mm/s y  $f_s = 1000$  muestras/s da como resultado  $\Delta_{DCO} = 80$  nm entre muestras, lo que representa una variación del 20 % respecto a la medición con  $v = 0.05$  mm/s.

Cuando se midieron las posiciones de los máximos se observó una variación en la posición del retardo óptico. El retardo óptico corresponde a 0.80280 mm, lo que representa una desviación del 59.7 % con respecto a la medición con  $v = 0.05$  mm/s. (0.5027 mm) y un error absoluto porcentual de 53.47 % con respecto al valor teórico del retardo, calculado con (4.16). La figura 4.11 presenta el resultado de esta medición.



**Figura 4.11. Detección de envolvente para una velocidad de desplazamiento de 0.04 mm/s. Se observa un corrimiento en la posición del retardo óptico a 0.80280 mm.**

Se realizaron mediciones adicionales a velocidades de 0.03 mm/s y 0.02 mm/s. Los resultados de las mediciones se presentan en la tabla 4.1.

Medición	Velocidad Indicada (m/s)	$\Delta_{DCO}$ calculado (m x muestra)	Posición del retardo óptico (m)	Variación %
1	$50 \times 10^{-6}$	$100 \times 10^{-9}$	$502.7 \times 10^{-6}$	0.00
2	$40 \times 10^{-6}$	$80 \times 10^{-9}$	$802.8 \times 10^{-6}$	59.70
3	$30 \times 10^{-6}$	$60 \times 10^{-9}$	$603.0 \times 10^{-6}$	19.95
4	$20 \times 10^{-6}$	$40 \times 10^{-9}$	$401.0 \times 10^{-6}$	20.23

**Tabla 4.1. Comparación de las mediciones del retardo óptico para una fibra birrefringente de 987 mm. La variación porcentual está referida a la primera medición.**

Al observarse las variaciones en las posiciones se considera que la velocidad del motor no es repetible con precisión al ajustarse en la consola de control. Esta situación afecta la precisión en la medición de retardos ópticos.

Para este efecto, se diseñó un experimento para calibrar el actuador lineal del interferómetro al aprovechar las propiedades de la luz monocromática y los instrumentos de adquisición y procesamiento de señales que se presentan a continuación.

#### 4.4.1 Ajuste de la velocidad del motor de desplazamiento del interferómetro de Michelson.

El experimento diseñado para ajustar la velocidad del motor longitudinal del interferómetro de Michelson, tiene como objetivo determinar la velocidad real de movimiento. Para el experimento se utilizó el montaje presentado en la figura 4.12, el cual mide la autocorrelación de una fuente cuasimonocromática.



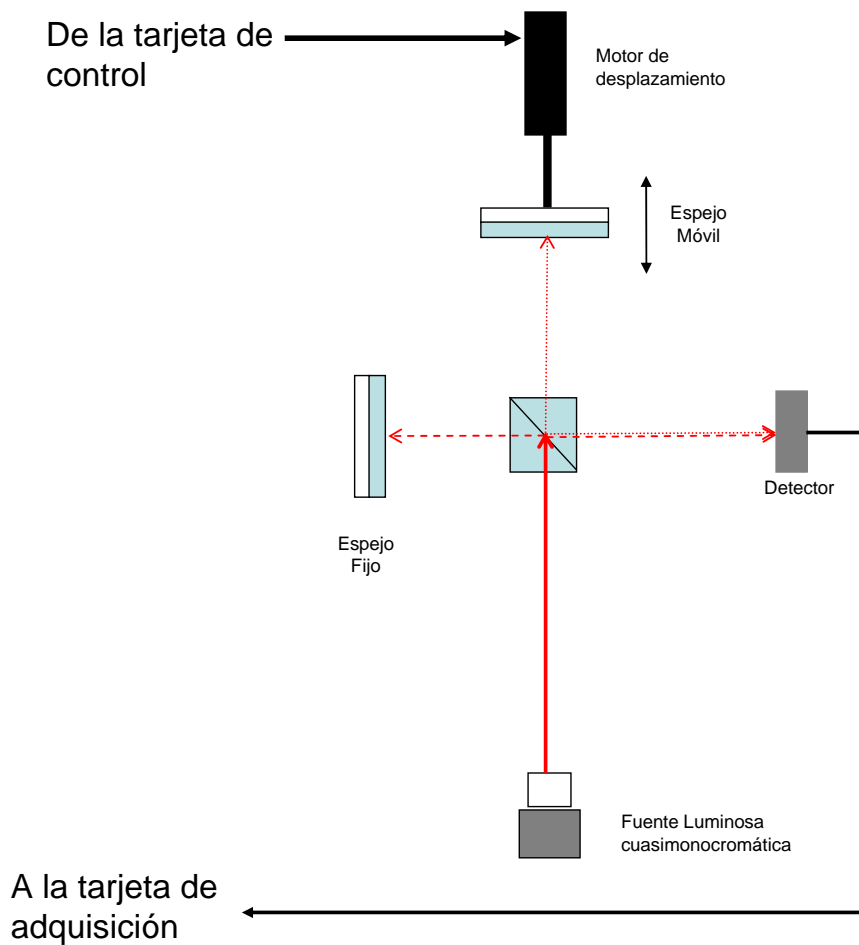


Figura 4.12. Esquema para la calibración del motor longitudinal del interferómetro de Michelson.

La fuente láser utilizada tiene una longitud de onda  $\lambda_0 = 1.550 \mu\text{m}$ . La frecuencia de muestreo escogida para el experimento es  $f_s = 1 \text{ kHz}$ , equivalente a 1000 muestras/s. Con esta longitud de onda, y considerando una velocidad de desplazamiento del espejo móvil cercana a los  $0.05 \text{ mm/s}$ , se tiene una señal eléctrica con frecuencia de  $64.51 \text{ Hz}$ , y una frecuencia de muestreo de  $1 \text{ kHz}$  estaría 7.75 veces superior a la frecuencia mínima de muestreo recomendada.

Para determinar la velocidad real de desplazamiento del motor se hacen las siguientes consideraciones:

1. La longitud de onda de la fuente es constante.

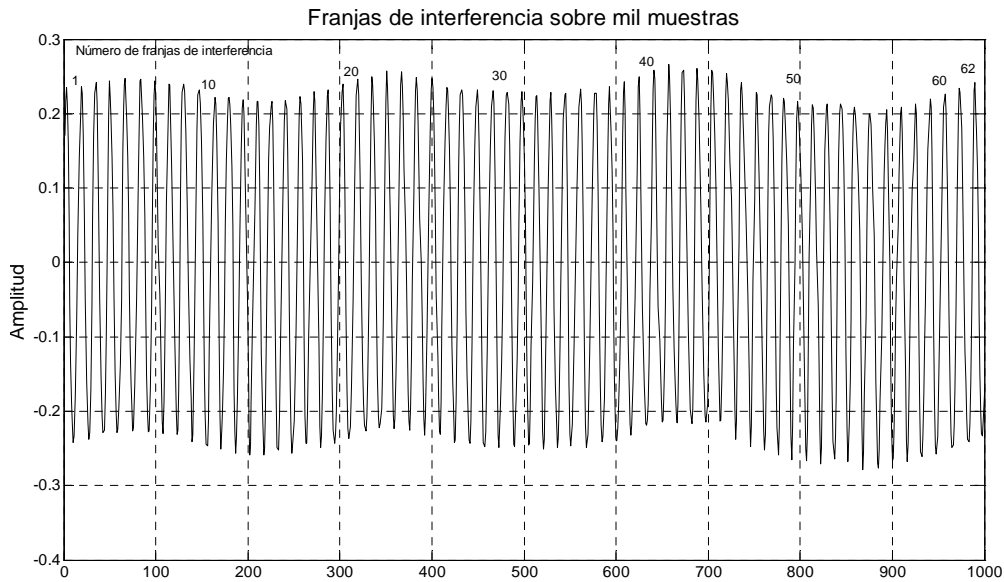
2. La frecuencia de muestreo es constante.
3. La velocidad de desplazamiento a encontrar es constante.

El número de franjas por segundo  $n$  variará en función de la velocidad de desplazamiento del motor de acuerdo con la siguiente relación:

$$n = \frac{2v(1s)}{\lambda_0} \quad (4.17)$$

Cuando se escoge la velocidad  $v = 0.05 \text{ mm/s}$ , el número de franjas calculado es  $n = 64.5$ ; el número de franjas medidas en un segundo es de aproximadamente 62, como se presenta en la figura 4.13, donde se observa que la medición se hace sobre 1000 muestras.

Esto implica una velocidad de desplazamiento de  $0.04805 \text{ mm/s}$ , en consecuencia, una variación del 3.9 % del valor esperado.



**Figura 4.13. Franjas de interferencia adquiridas a velocidad de  $0.05 \text{ mm/s}$ ,  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ .**

Para calcular de forma más precisa la velocidad de desplazamiento del motor longitudinal, se toma en cuenta que la distancia entre franjas del interferograma es igual a la longitud de onda de la fuente y que la frecuencia de muestreo es constante, entonces el cociente de la longitud de onda y el promedio del número de muestras

entre máximos será la diferencia de camino óptico  $DCO$ , de acuerdo con la siguiente fórmula.

$$\Delta_{DCO} = \frac{\lambda_0}{N}, \quad (4.18)$$

donde  $N$  es el número de muestras entre máximos del interferograma.

La velocidad de desplazamiento  $v$  se obtiene entonces despejando la fórmula (4.6).

$$v = \frac{\Delta_{DCO}}{2f_s} \quad (4.19)$$

Para obtener el número de muestras entre máximos, se diseñó un programa en Matlab®, que realiza el siguiente proceso:

- Lee el archivo donde se tiene registrada la adquisición del interferograma.
- Se filtran los datos con el filtro pasaaltas descrito en la expresión (4.15) para eliminar los componentes de DC y se eliminan los datos generados por el retraso de grupo.
- Se registran la posición en el eje  $x$  y valor en el eje  $y$  de la muestra correspondiente a cada máximo del interferograma al identificar el cambio de pendiente positiva a negativa de los datos.
- Se calcula la derivada numérica de la posición de las muestras, ya que esta indica la relación de incremento entre las posiciones de los máximos, es decir, la distancia en muestras que hay entre cada máximo.
- Se obtiene el promedio de distancia entre muestras  $\mu_m$  y su desviación estándar  $\sigma_m$ . Se obtiene el coeficiente de variación de Pearson [7], de acuerdo con la siguiente fórmula:

$$P = \frac{\mu_m}{\sigma_m} [\%] \quad (4.20)$$

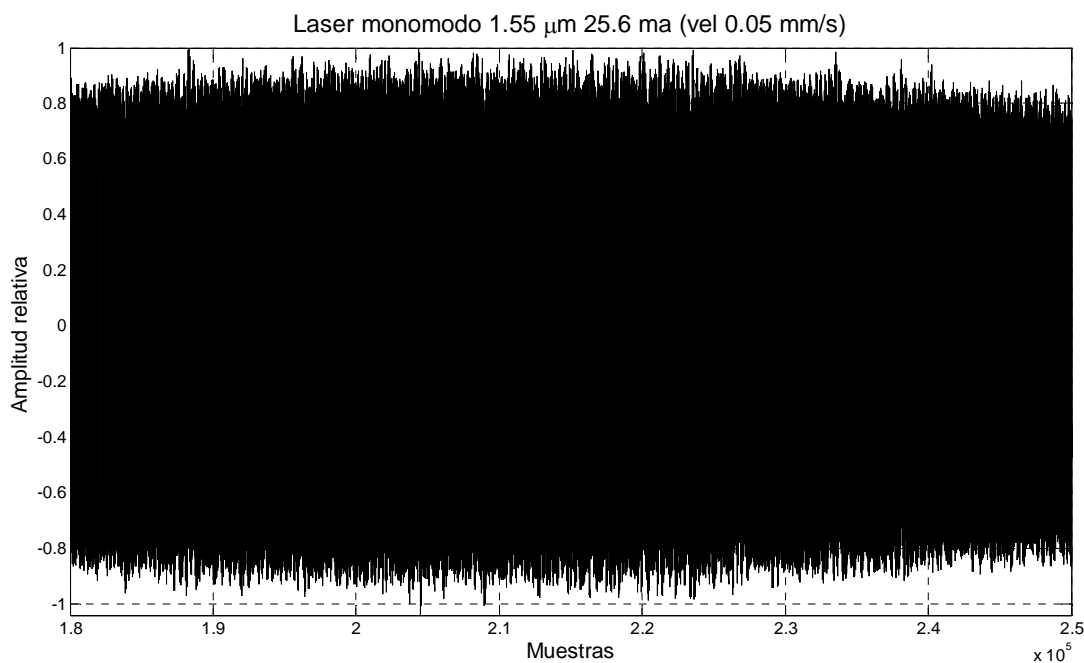
- Si el coeficiente  $P$  es menor al 15 %, puede considerarse la media  $\mu_m$ , como la distancia en muestras entre máximos del interferograma, y que la medición es confiable.

- Se divide la longitud de onda  $\lambda_0$  entre el promedio de distancia para obtener la diferencia de camino óptico por muestra  $\Delta_{DCO}$ .
- Se obtiene la velocidad de desplazamiento del motor de acuerdo con la fórmula (4.19).

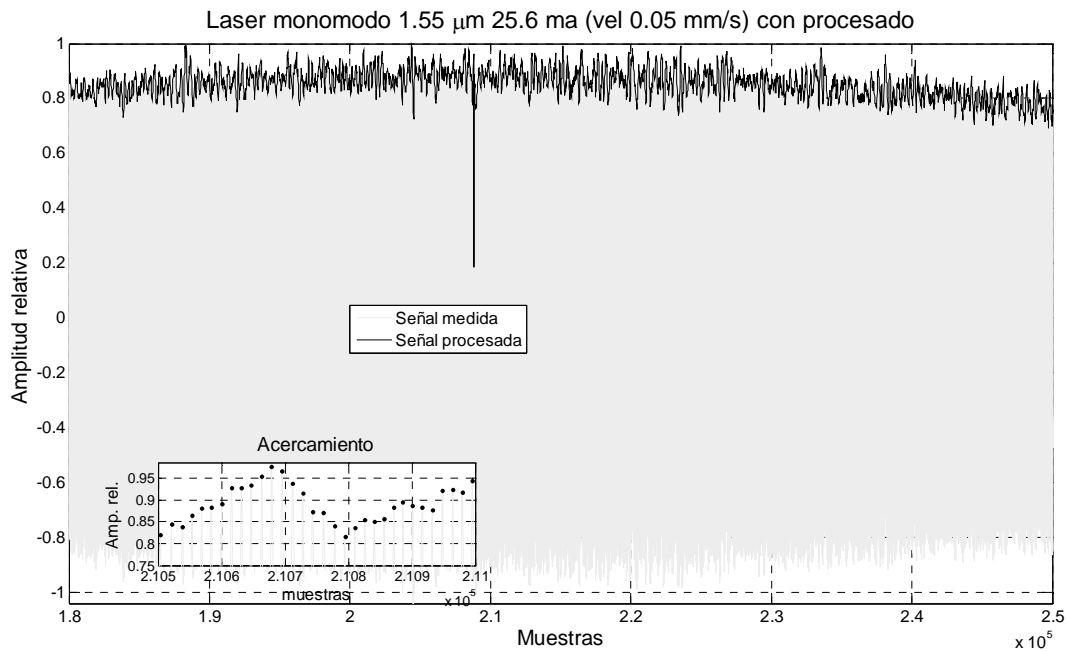
Se realizaron mediciones a distintas velocidades y se aplicó el procedimiento descrito anteriormente.

La primera medición se realizó a una velocidad aproximada a 0.05 mm/s según se indica en la computadora. En la figura 4.14 se presentan los datos sin componente de DC. En el interferograma se observa que hay una envolvente muy amplia, pero la diferencia entre máximos es aproximadamente constante.

En la figura 4.15 se muestra la gráfica procesada, donde se han identificado los máximos del interferograma. Estos datos se tienen registrados y se procesan posteriormente. En el acercamiento es posible observar cómo se identifican los puntos máximos en el interferograma.



**Figura 4.14. Interferograma adquirido sin componentes de DC.**



**Figura 4.15. Datos procesados donde se identifican las posiciones de los máximos en el interferograma. En el recuadro se pueden apreciar los puntos indicados.**

Con el registro de los datos de las posiciones de los máximos, es ahora posible obtener el promedio de las separaciones. En la figura 4.16(a) se presenta la gráfica de las posiciones de los máximos. Como se ve en la figura, la posición de los máximos con respecto a la primera muestra crece en forma lineal, por lo que la pendiente de esta gráfica indica la diferencia entre máximos. Para obtener estos datos, se deriva numéricamente la posición de los datos. El resultado se presenta en la figura 4.16.(b), donde se observa que la diferencia entre máximos en los datos están alrededor de un valor de muestras.

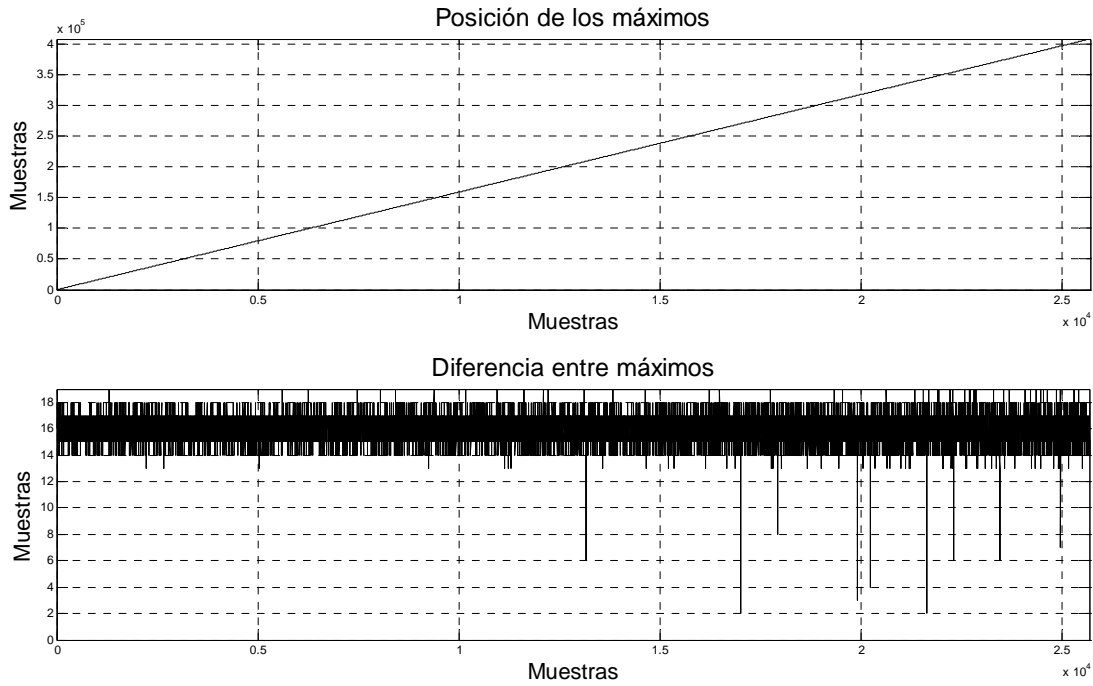


Figura 4.16. Gráficas de la posición de los máximos y la diferencia entre las posiciones (a). Gráfica de la posición de las muestras. (b) Gráfica de la diferencia entre máximos, que es la derivada numérica de los datos de la gráfica (a).

Como resultado, se obtuvo una media  $\mu_m = 15.88$  muestras entre máximos. El coeficiente de desviación de Pearson obtenido es  $P = 5.94 \%$ , lo que indica que la medición es confiable. Para obtener la diferencia de camino óptico por muestra  $\Delta_{DCO}$ , se iguala entonces  $N$  con  $\mu_m$  y se resuelve la ecuación (4.18). Como resultado se obtuvo una diferencia de camino óptico  $\Delta_{DCO} = 97.60$  nanómetros por muestra. En consecuencia, el cálculo de la velocidad de desplazamiento del motor, en concordancia con la fórmula (4.19) es  $v = 0.0488$  mm/s. Este resultado indica que hay una diferencia del 2.39 % entre la velocidad real y el valor indicado por la computadora.

El resultado obtenido es confiable, debido a que la tarjeta de adquisición no necesariamente tomará los datos que coincidan con los valores máximos en el interferograma, pero se aproximarán a estos, por lo que un enfoque estadístico resulta adecuado para encontrar la velocidad de desplazamiento.

Se realizaron otras mediciones a diferentes velocidades y la compilación se presenta en la tabla 4.2.

Medición	Velocidad Indicada (m/s)	$\mu_m$ (muestras)	Coefficiente de Pearson (%)	Dif. de camino óptico por muestra (m x muestra)	Velocidad Calculada (m/s)	Error vs. Vel. indicada (%)
1	$50 \times 10^{-6}$	15.8799	<u>5.9449</u>	$97.607 \times 10^{-9}$	$48.803 \times 10^{-6}$	2.3924
2	$50 \times 10^{-6}$	15.8793	5.9600	$97.610 \times 10^{-9}$	$48.805 \times 10^{-6}$	2.3889
3	$100 \times 10^{-6}$	7.9432	14.6251	$195.134 \times 10^{-9}$	$97.567 \times 10^{-6}$	2.4328
4	$20 \times 10^{-6}$	26.1573	<b>36.1060</b>	$59.256 \times 10^{-9}$	$29.628 \times 10^{-6}$	<b>48.140</b>
5	$80 \times 10^{-6}$	10.5892	10.5411	$146.347 \times 10^{-9}$	$73.187 \times 10^{-6}$	8.516

**Tabla 4.2. Comparación de las mediciones realizadas para determinar la velocidad de movimiento del motor longitudinal del interferómetro de Michelson.**

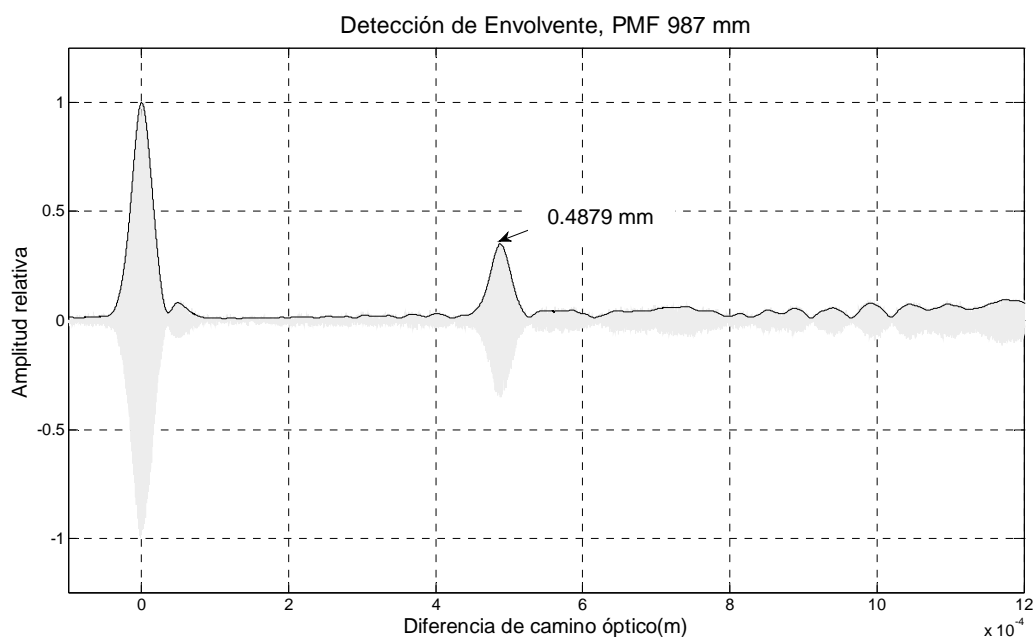
Como se muestra en la tabla 4.2, la elección de distintas velocidades no mejora el coeficiente  $P$ ; al aumentar la velocidad inicial, de 0.05 mm/s a 0.1 mm/s, el coeficiente  $P$  aumenta al 14.62 %. Este coeficiente está aún dentro del rango de confiabilidad, pero es varias veces mayor que el 5.94 % de la primera medición. Además, el error con respecto a la velocidad indicada es menor.

Si se reduce la velocidad a menos de la mitad (0.02 mm/s), el coeficiente  $P$  aumenta al 36.10 %, por lo que la medición no es confiable a esa velocidad. Esto también se puede observar en el error con respecto a la velocidad indicada, que es del 48.14 %. Con base en estos datos, no se obtendría el beneficio de aumentar la resolución disminuyendo la velocidad de desplazamiento.

De esta manera, se escogió la velocidad obtenida por la medición 1 de la tabla 4.2, que es de 48.803  $\mu\text{m/s}$ , ya que presentaba mejor coeficiente de Pearson que el resto de las mediciones.

Una vez ajustada la velocidad, es posible entonces medir con una mayor precisión el retardo óptico producido por los elementos birrefringentes. En la figura 4.17 se presenta la medición corregida correspondiente a la fibra birrefringente de 987 mm,

con un retardo óptico producido de 0.4879 mm, a diferencia de la figura 4.10, que presentaba un retardo de 0.5027 mm.



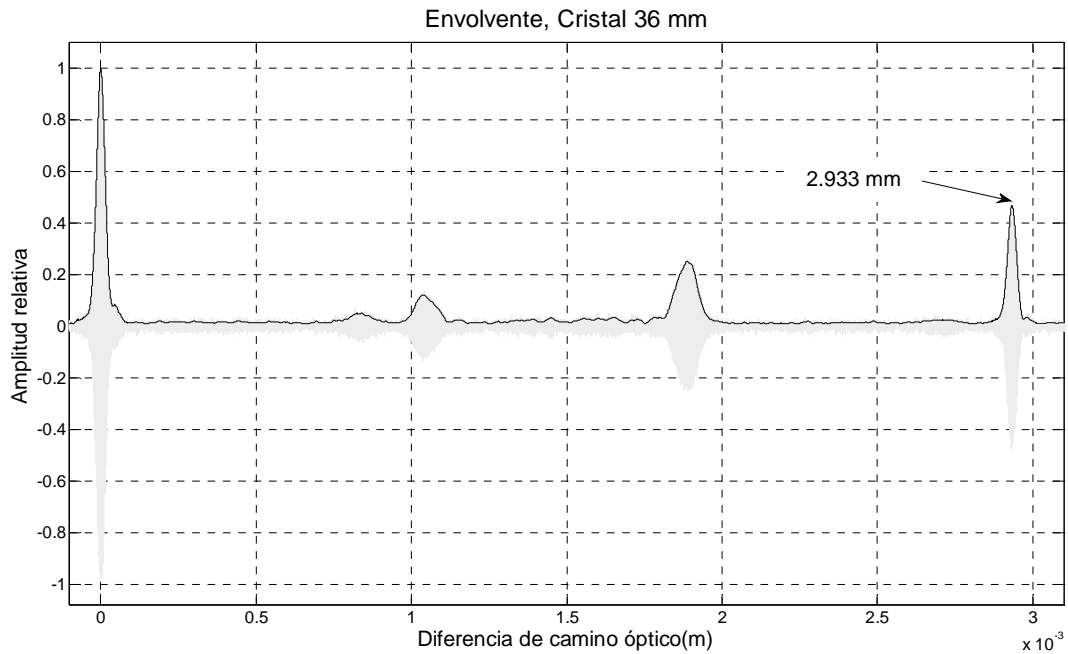
**Figura 4.17. Medición del retardo óptico corregido a la velocidad de desplazamiento de 48.803  $\mu\text{m/s}$ .**

Como siguiente paso del experimento, se colocó un cristal de niobato de litio, con longitud de 36 mm. y se midió el retardo óptico producido por el elemento. El cristal produce un retardo de 2.933 mm. El valor teórico esperado del retardo del cristal se obtiene con la siguiente expresión

$$DCO = (n_o - n_e)L \quad (4.21)$$

El valor esperado para el cristal de 36 mm es  $DCO = 2.687$  mm. El error absoluto porcentual de la medición es del 10.69 %. El resultado se presenta en la figura 4.18.





**Figura 4.18. Medición del retardo óptico del cristal de niobato de litio de 36 mm. de longitud. El retardo se localiza en 2.9337 mm.**

Para igualar el retardo óptico producido por el cristal se requiere de otro elemento birrefringente. Para este efecto, se preparó una fibra birrefringente.

Se utilizó una fibra birrefringente con  $B_N = 5.3 \times 10^{-4}$ , según especificación del fabricante. Al igualar el retardo producido por el cristal con la diferencia de camino óptico deseada en la fibra birrefringente, y al aplicar la , expresión (4.16) se requiere entonces cortar la fibra con la longitud de 5.50 m.

Se procedió a cortar y armar la fibra. Sin embargo, la longitud de la fibra se midió posteriormente, y se encontró que correspondía a 5.492 m.

Se procedió a medir el retardo óptico producido por la fibra birrefringente, y el resultado fue un retardo óptico situado en 2.916 mm. Este resultado se presenta en la figura 4.19 que se presenta a continuación.

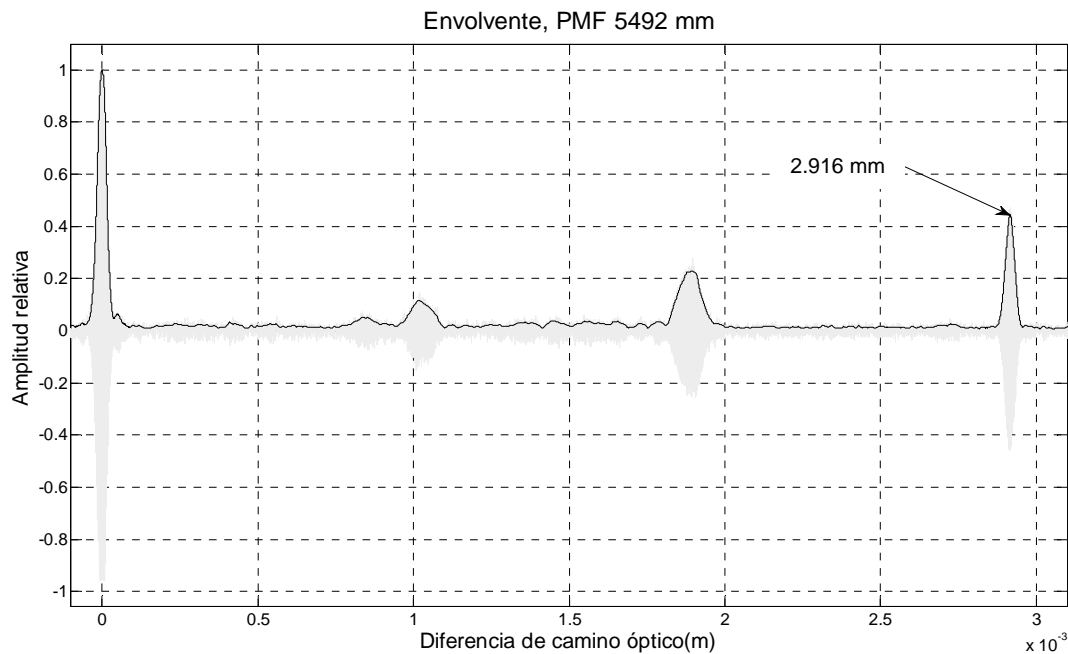


Figura 4.19. Medición de retardo óptico de la fibra birrefringente de 5.492 m.

Este resultado obtenido presenta un error del 0.585 % con respecto al retardo presentado por el cristal.

Para verificar el resultado, se colocaron en serie el cristal y la fibra birrefringente y se procedió a medir los retardos producidos. Los resultados variaron, presentándose el retardo del cristal en 2.9127 mm y el retardo de la fibra en 2.9428 mm. Se presenta el resultado en la figura 4.20. Esta variación se explica mediante el hecho de que los retardos introducidos por ambos elementos no son iguales, hay cancelación adicional de las franjas de interferencia producidas en las regiones cercanas entre sí a los retardos. Esto produce una deformación en la forma de la envolvente como se observa en el recuadro de la figura. A su vez, se ve la aparición de una pequeña deformación cercana a la posición de diferencia de camino igual a cero, en la distancia cercana a la diferencia de los dos retardos introducidos.

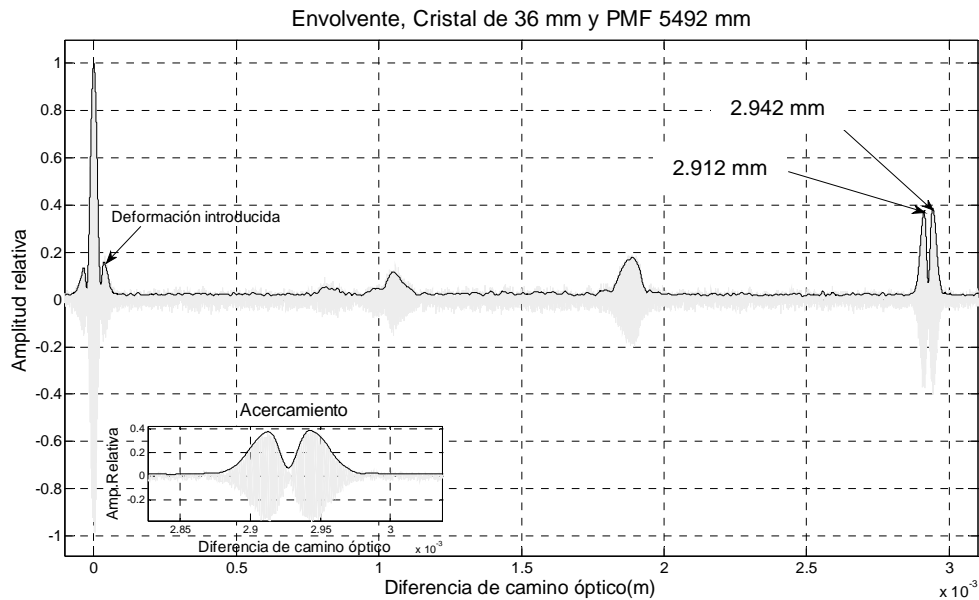


Figura 4.20. Medición de los retardos producidos por el cristal y la fibra birrefringente en serie.

Esta técnica presenta ventajas en la cuestión de medición de los retardos ópticos. En lo concerniente a la detección de campos eléctricos utilizando modulación por coherencia, se requiere igualar el retardo del cristal electroóptico con una precisión muy alta. El proceso de armado de una fibra birrefringente hecho en el laboratorio no permite alcanzar la precisión deseada, ya que se requiere de instrumental que maneje las precisiones requeridas para el corte y ensamblado de la fibra y sus conectores.

Una manera de resolver este problema es usando otro cristal de niobato de litio similar en dimensiones. El proceso de manufactura de estos cristales permite obtener las dimensiones deseadas. El proceso de detección de campos eléctricos con ambos cristales se presenta en el siguiente capítulo.

### Conclusiones

En el desarrollo de ambos experimentos se obtuvieron las siguientes conclusiones

- El uso de técnicas de procesamiento digital de señales es muy provechoso para obtener mediciones precisas en retardos ópticos.

- Esta técnica para medir retardos ópticos puede ser muy provechosa debido a que se aumenta la precisión en la medición. La potencialidad del método se puede aplicar a cuestiones de medición de distancias, longitud de fibras ópticas y elementos birrefringentes.

## ***Referencias***

- [1].Kuc, Roman, “Introduction to digital signal processing”, McGraw Hill Publishing.
- [2].Manolakis, D. G., Proakis, J. G. “Digital signal processing, principles, algorithms and applications”, Prentice Hall.
- [3].Mitra, S. “Digital signal processing, a computer based approach”, McGraw Hill.
- [4].Cavicchi, T. J, “Digital Signal Processing”. John Wiley and Sons, 2000.
- [5].Vaseghi, S. V. “Advanced Digital Signal Processing and Noise Reduction”, 3rd. Edition.
- [6].Etter D. M. “Solución de problemas de ingeniería con Matlab”, Segunda edición. Prentice
- [7].Anderson D. R., Williams T. Sweeney D. “Estadística para Administración y Economía”, Addison-Wesley 10ª. Edición.



# Capítulo 5. Sensores electroópticos de campo eléctrico

## ***5.1 Introducción***

Las propiedades electroópticas del Niobato de Litio se presentaron en el capítulo 4. El uso de este cristal como sensor electroóptico se presenta en este capítulo. Las propiedades birrefringentes y de cambio de índices de refracción en presencia de un campo eléctrico se estudian para dos modalidades, el uso como modulador de intensidad y como modulador de coherencia.

Se presentan los esquemas experimentales y sus resultados en la caracterización estática y dinámica de un modulador de intensidad, así como la caracterización del retardo óptico introducido en un esquema donde se utiliza un cristal electroóptico como modulador y un cristal electrooptico como demodulador.

## ***5.2 Sensor electroóptico basado en el interferómetro de polarización***

En el capítulo 4 se introdujo el efecto electroóptico en el Niobato de Litio y el interferómetro de polarización. El cambio en los índices de refracción del cristal introduce una variación de fase entre los componentes de una onda luminosa polarizada a  $45^\circ$ . Esta propiedad se aprovecha en un interferómetro de polarización y la luz transmitida pueda detectarse como una variación de intensidad. En la figura 5.1 se presenta el esquema experimental propuesto para un interferómetro de polarización utilizando un cristal birrefringente de Niobato de Litio. En la figura se observa que la luz se dirige a través de guías de onda en el cristal, y que el campo eléctrico es perpendicular a la propagación luminosa

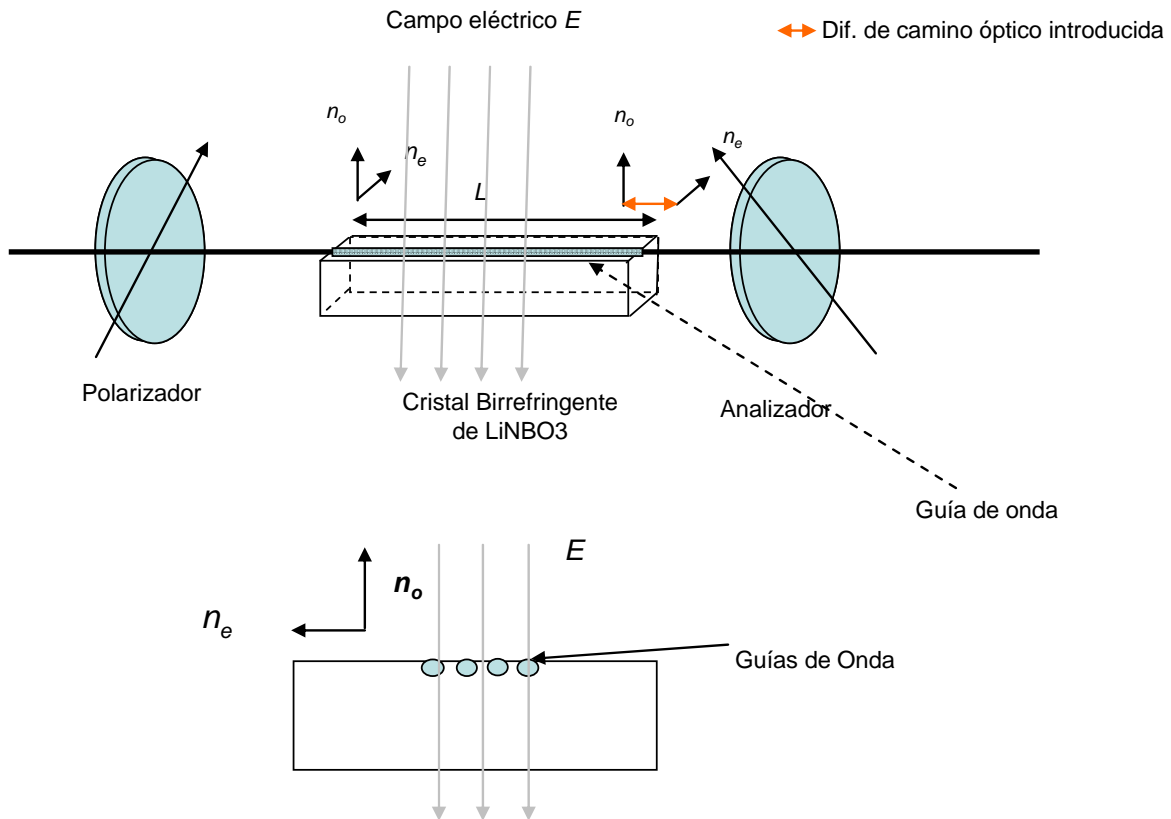


Figura 5.1 Interferómetro de polarización utilizando un cristal de Niobato de Litio como elemento birrefringente.

El cristal de Niobato de Litio tiene impresas guías de onda por difusión de Titanio que no afecta significativamente los índices de refracción del material y sirven para el confinamiento de la luz por medio de reflexión total interna [1],[2]. La luz viaja a través de una guía de onda donde sensa el campo eléctrico.

El interferómetro de polarización como elemento sensor de campo eléctrico carece de electrodos, por lo que no interfiere significativamente en el campo eléctrico a medir.

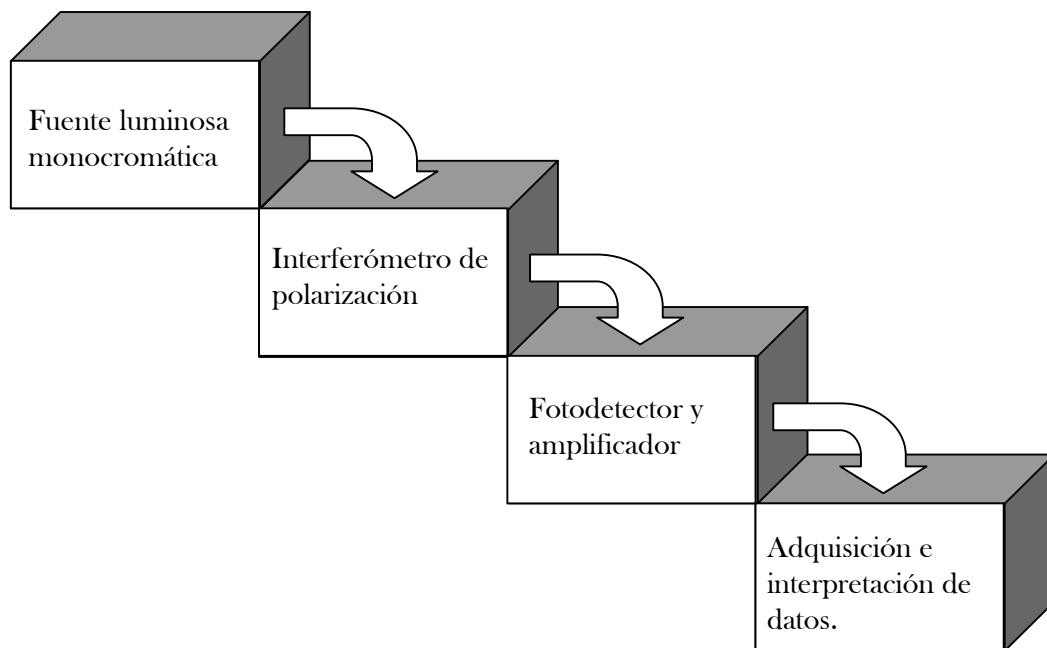


### **5.3. Modulación en intensidad**

En esta sección se revisa el uso del interferómetro de polarización como sensor de campo eléctrico utilizando luz monocromática como portadora de información. La base teórica de este esquema está descrita en la sección 3.6 de esta tesis.

#### 5.3.1 Esquema experimental

El modelo experimental propuesto para la detección y medición de campos eléctricos por modulación de intensidad se presenta en la figura 5.2. El propósito es utilizar un interferómetro de polarización donde el elemento birrefringente sea un cristal electroóptico. El cristal se comporta como un detector de campo eléctrico que varía sus índices de refracción en función del campo eléctrico aplicado.



**Figura 5.2 Modelo para la detección y medición de campos eléctricos por modulación en intensidad.**

En la figura 5.2 se utiliza una fuente monocromática cuya emisión óptica será portadora del campo eléctrico aplicado. El esquema incluye además un fotodetector y

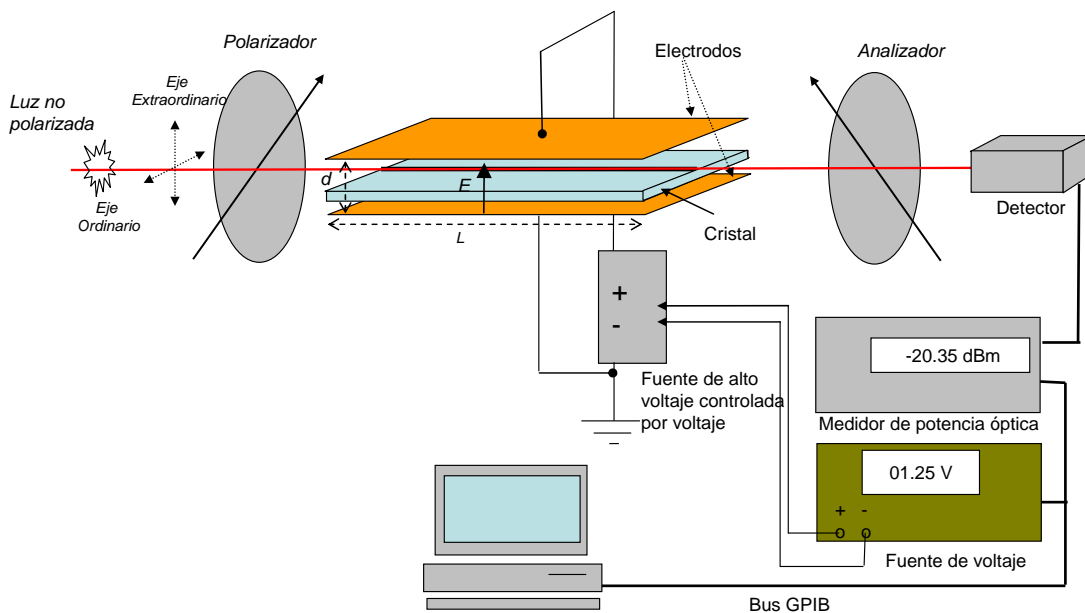
un amplificador que convierten la señal de intensidad óptica en señal eléctrica y provee la ganancia necesaria para la adquisición de datos y su análisis.

La utilización de un sensor de campo eléctrico de niobato de litio requiere que se determine el valor del campo eléctrico de media onda  $E_{\pi}$ , este parámetro define la región lineal de funcionamiento del sensor.

### 5.3.2 Caracterización estática

La caracterización del cristal electroóptico y medición del campo  $E_{\pi}$ , se basa en el esquema que se presenta en la figura 5.3. En la figura, un cristal de Niobato de Litio se coloca entre dos polarizadores. Un haz láser se inyecta en una guía de onda óptica y se forma un interferómetro de polarización. El cristal se fija entre dos electrodos, los cuales están conectados a una fuente de alto voltaje. Los electrodos son dos placas paralelas de latón recubiertas de oro para mejor conductividad.

Por medio de una computadora con interfase GPIB (General Purpose Interface Bus), se controla la fuente de alto voltaje



**Figura 5.3. Esquema para la caracterización estática del cristal electroóptico.**

El voltaje de salida  $V_0$  de la fuente de alto voltaje es

$$V_o = 1360V_i - 11.6 \quad (5.1)$$

$V_i$  es el voltaje de excitación. En la figura 5.4 se presentan la respuesta de la fuente de alto voltaje

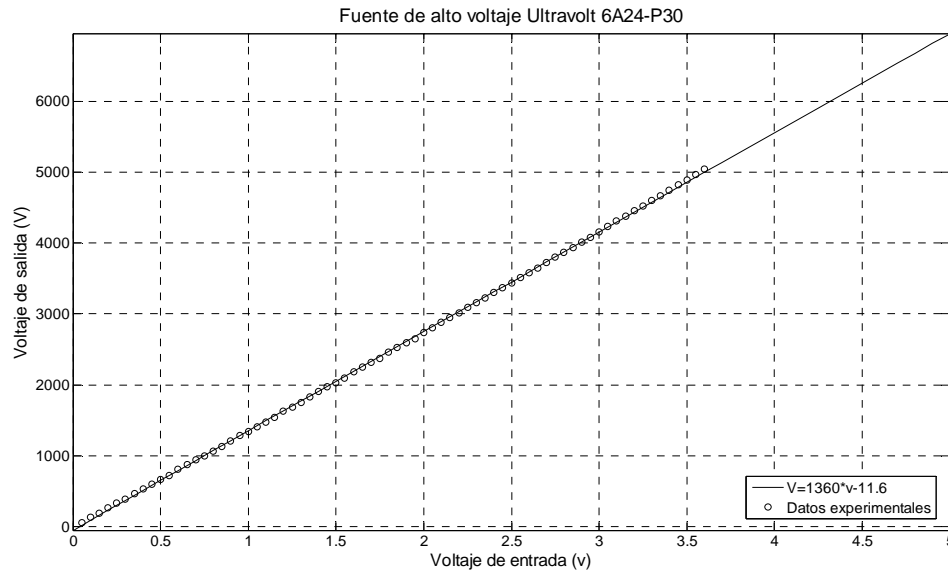


Figura 5.4 Caracterización de la fuente de voltaje.

Un medidor de potencia óptica adaptado a un fotodetector calibrado, envía los datos medidos a una computadora vía la interfase GPIB. La distancia de separación de los electrodos se controla con un tornillo micrométrico adaptado al soporte de las placas paralelas.

Como programa de control se utilizó un módulo programado en visual basic. Mediante el programa, se selecciona un rango de voltaje y el número de puntos en que se divide ese intervalo. El programa envía los datos correspondientes a la fuente HP, que genera el bajo voltaje que se aplica a la fuente de alto voltaje.

A su vez, el programa registra la potencia óptica  $P_{dBm}$  en el medidor Newport y se guarda en un archivo, donde se registra el voltaje aplicado y la medición de potencia óptica.

El alto voltaje aplicado a las placas puede calcularse indirectamente mediante la fórmula (5.1) mientras que la potencia óptica en Watts puede calcularse como

$$P_{Watt} = 1mW \times 10^{\frac{P_{dBm}}{10}} \quad (5.2)$$

En la figura 5.5 se presenta la pantalla del programa ADQ. En la figura 5.6 se presenta la gráfica de la medición en dBm y su posterior conversión a Watts.

El modelo utilizado para el análisis del campo eléctrico a medir es el de un capacitor de placas paralelas con dieléctrico y aire entre sus placas como se muestra en la figura 5.6.

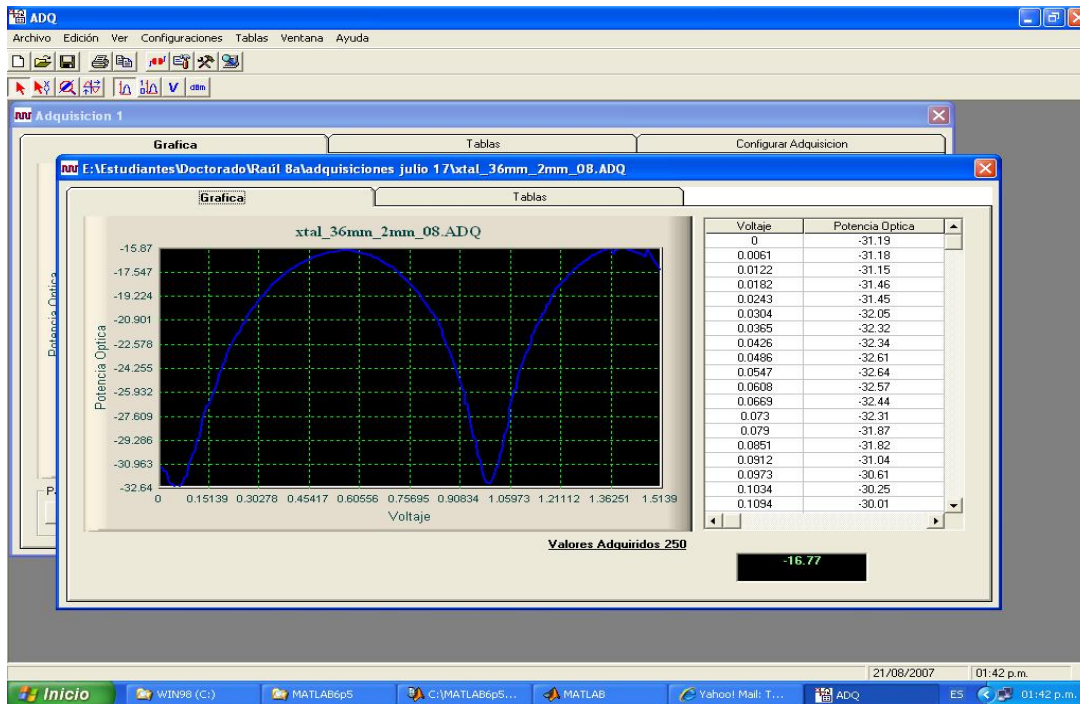


Figura 5.5 Programa de control y visualización de datos.

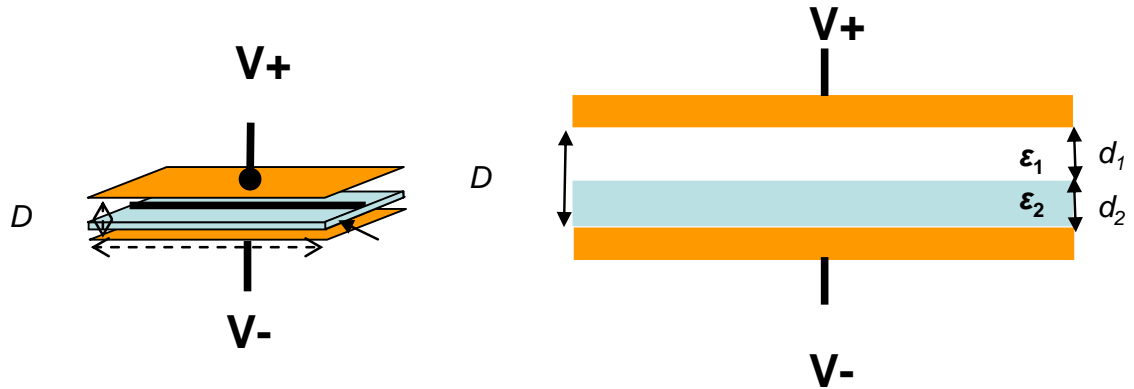


Figura 5.6. Modelo de capacitor con dieléctricos aire y cristal.

El voltaje en el capacitor en función del campo eléctrico  $E$  se calcula como

$$V = -\int_0^D \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_0^D E dy \quad (5.3)$$

Donde  $D$  es la distancia entre las placas. El capacitor contiene un espacio de aire de espesor  $d_1$  y un dieléctrico de espesor  $d_2$ , dado por el cristal electroóptico. La distancia entre las placas es  $D = d_1 + d_2$ . El signo negativo indica que el campo eléctrico va en sentido contrario al sentido de polarización del voltaje aplicado.

El dieléctrico del aire tiene una permitividad relativa  $\epsilon_1$ , mientras que, el cristal electroóptico presenta una permitividad relativa  $\epsilon_2$ . Incluyendo las permitividades en la ecuación (5.3) ésta se modifica

$$\begin{aligned} V &= -\int_0^{d_2} \frac{E}{\epsilon_2} dy - \int_{d_2}^D \frac{E}{\epsilon_1} dy = \\ &= -\frac{E}{\epsilon_2} d_2 - \frac{E}{\epsilon_1} (D - d_2) = -E \left( \frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right). \end{aligned} \quad (5.4)$$

El campo eléctrico dentro del capacitor se calcula cómo

$$E = -\frac{V}{\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2}} = -\frac{V \epsilon_1 \epsilon_2}{d_1 \epsilon_2 + d_2 \epsilon_1} \quad (5.5)$$

De la ecuación (5.4), el campo eléctrico en el primer dieléctrico (aire)  $E_1$  se calcula como

$$E_1 = \frac{E}{\varepsilon_1} \quad (5.6)$$

El campo eléctrico  $E_2$  en el cristal se calcula como

$$E_2 = \frac{E}{\varepsilon_2} = -\frac{V \varepsilon_1}{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1} \quad (5.7)$$

La condición de frontera en la interfaz de los dieléctricos indica que  $\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2$ , el campo eléctrico en el dieléctrico será

$$E_2 = E_1 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (5.8)$$

El cristal de niobato de litio presenta una permitividad relativa  $\varepsilon_2=35$ , mientras que el aire presenta una permitividad  $\varepsilon_1 \approx 1$  [3].

La función de transferencia óptica medida está dada por

$$I_0(E) = \frac{I_i}{2} \left( 1 - \cos \left( \Gamma_0 - \frac{\pi E_2}{E_\pi} \right) \right) \quad (5.9)$$

En la función de transferencia óptica medida, la variación de fase equivalente a  $\pi$  radianes ocurre cuando  $E_2 = E_\pi$ . y la intensidad óptica transmitida pasa de un máximo a un mínimo.

El valor teórico del campo eléctrico de media onda está dado por

$$E_\pi = \frac{\lambda_0}{\left( n_e^3 \mathbf{r}_{33} \Gamma_{TM} - n_o^3 \mathbf{r}_{13} \Gamma_{TE} \right) L} \quad (5.10)$$

El cristal utilizado para esta prueba está diseñado en corte Z y dirección de propagación Y [2], y se aplica el campo eléctrico  $E$  sobre el modo de propagación TM. El valor del coeficiente  $\Gamma_{TM}$  es igual a la unidad, mientras que el coeficiente  $\Gamma_{TE}$  es igual a cero. El valor del campo eléctrico de media onda calculado es  $E_\pi = 119,550.99$  V/m.

El arreglo experimental presenta una gran sensibilidad a la variación de la distancia  $d_1$ , ya que el campo eléctrico medido. La sensibilidad a esta variación puede medirse como

$$\frac{\partial}{\partial d_1}(E_2) = \frac{\partial}{\partial d_1} \left( -\frac{V \epsilon_1}{d_1 \epsilon_2 + d_2 \epsilon_1} \right) = \frac{V \epsilon_1 \epsilon_2}{(d_1 \epsilon_2 + d_2 \epsilon_1)^2} \quad (5.11)$$

La expresión anterior expresa que el campo eléctrico presenta variación cuadrática inversa a un incremento en  $d_1$ . Esto indica que la variación del campo eléctrico medido no es lineal con respecto a la separación de las placas.

La figura 5.7 presenta la evaluación de la función en (5.7) para una variación de distancia de  $d_1$  en  $\pm 0.2$  mm, cuando el voltaje aplicado es  $V = 1000$  Volts, y  $d_1 = 0.2$  mm. La figura 5.8 presenta la gráfica de la sensibilidad del campo eléctrico a variación de  $d_1$ , como lo expresa la expresión (5.11).

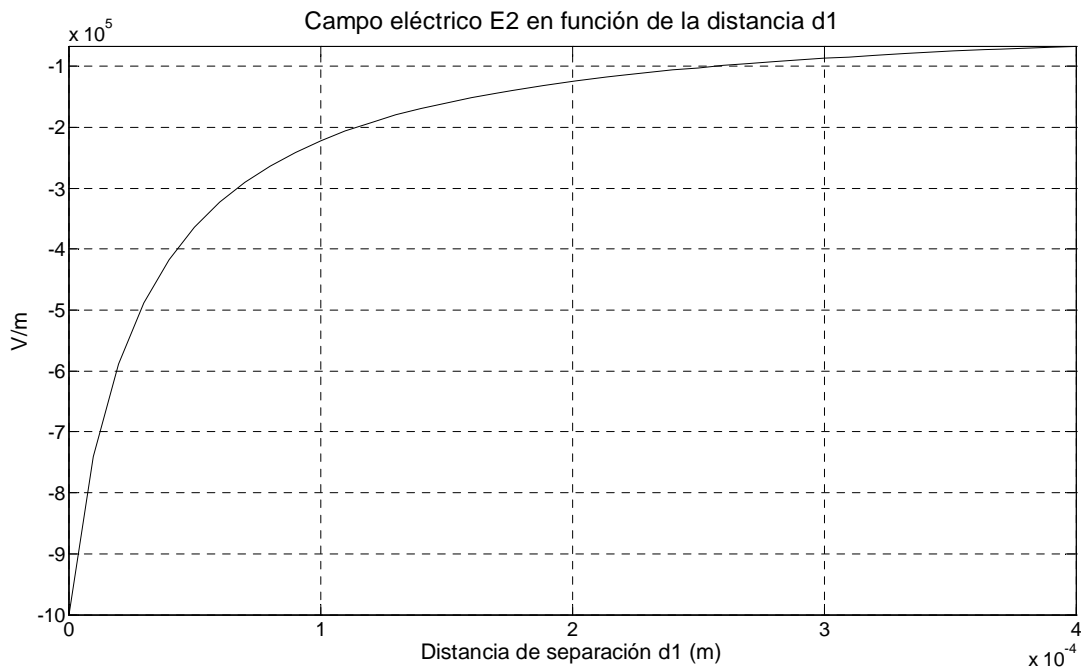


Figura 5.7 Variación del campo eléctrico  $E_2$  con respecto a la variación de la distancia  $d_1$ .  $V = 1\text{k}$  Volts

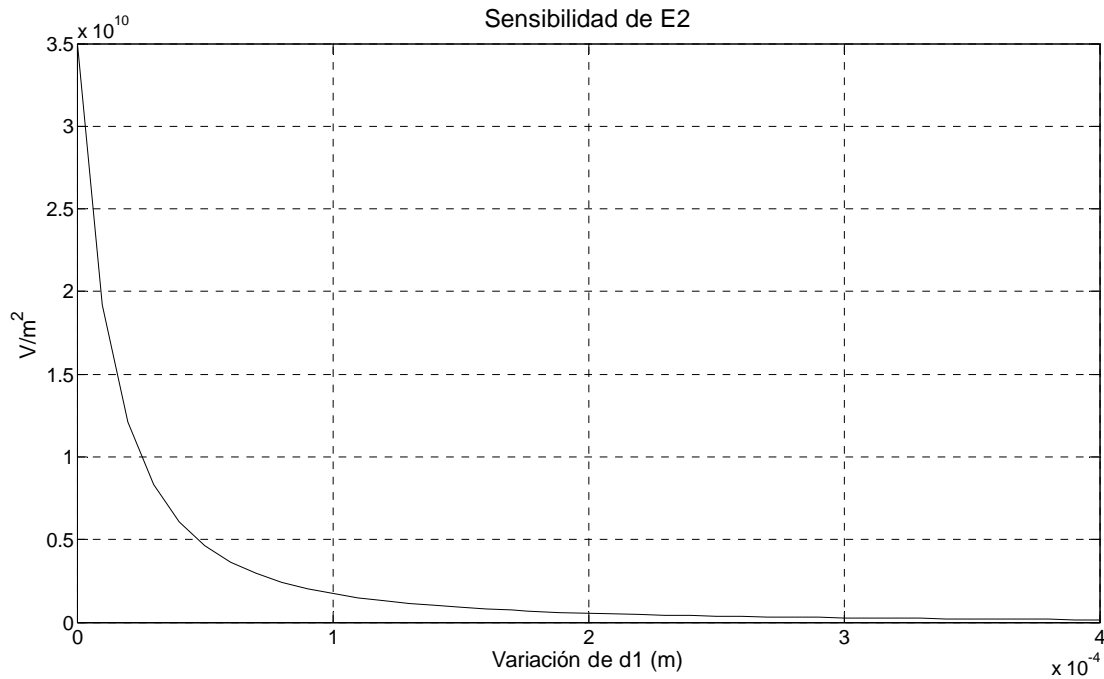


Figura 5.8. Sensibilidad del campo  $E_2$  a variación de la distancia  $d_1$ .

El análisis anterior indica que para hacer una medición del campo eléctrico utilizando el esquema de placas paralelas la variación de distancia debe ser muy pequeña, ya que variaciones mayores afectan la linealidad de la medición, o en su defecto, acercar lo más posible los electrodos al cristal de manera que se genere un campo eléctrico intenso en el espacio de aire y así caracterizar el campo eléctrico de media onda.

Mediante este esquema se obtuvieron las mediciones de  $E_\pi$ . El procedimiento fue el siguiente:

- Se acercaron las placas lo más posible al cristal sin tocarlo con el tornillo micrométrico.
- La distancia estimada de separación fue de 0.1 mm. entre el electrodo y el cristal.
- Se aplicó alto voltaje a las placas incrementando el valor lentamente y registrándose simultáneamente el valor de la potencia óptica.

El voltaje aplicado varía entre 0 y 2,368.40 Volts



Las gráficas presentadas en la figura 5.9 representan un ejemplo de las mediciones obtenidas.

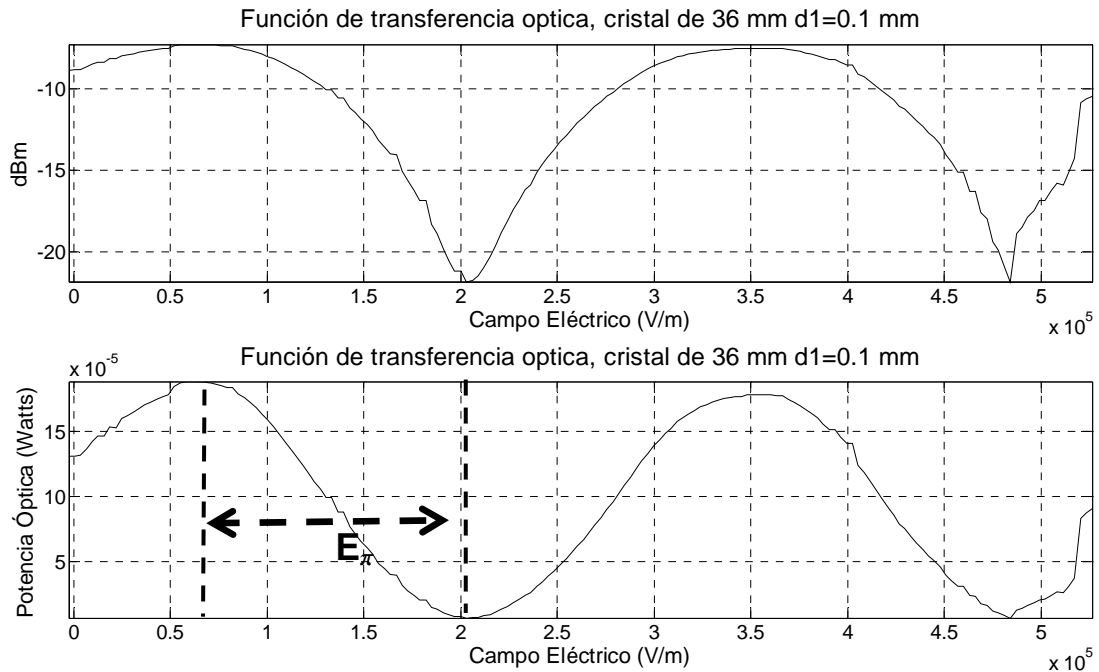


Figura 5.9 Ejemplo de mediciones obtenidas de  $E_{\pi}$ .

En la figura 5.9 se puede observar que existen varias regiones aproximadamente lineales, la primera se localiza alrededor de 120 kV/m, la segunda se localiza cerca de los 275 kV/m y una tercera zona se encuentra cercana a los 425 kV/m.

En este ejemplo, el campo eléctrico medido es  $E_{\pi}=145,066.66$  V/m.

El compendio de resultados se presenta en la tabla 5.1

<b>Medición</b>	<b><math>E_{\pi}</math> (V/m)</b>	<b>Error contra valor teórico (%).</b>
<b>1</b>	129,955.55	8.70
<b>2</b>	148,088.88	23.87
<b>3</b>	145,066.66	21.34
<b>4</b>	151,111.11	26.39
<b>5</b>	151,111.11	26.39
<b>6</b>	163,200.00	36.51
<b>7</b>	154,133.33	28.92
<b>8</b>	142,044.44	18.81
<b>9</b>	136,000.00	13.75
<b>10</b>	151,111.11	26.39
<b>11</b>	154,133.33	28.92
<b>12</b>	154,133.33	28,92
<b>13</b>	148,088.88	23.87
<b>14</b>	151,111.11	26.39
<b>15</b>	148,088.88	23.87
<b>Promedio</b>	<b>148,491.85 V/m</b>	
<b>Desv. Est.</b>	<b>7985.16 V/m</b>	
<b>Coef. de Pearson</b>	<b>5.37 %</b>	

**Tabla 5.1 Medición del campo de media onda  $E_{\pi}$**

Los resultados de la tabla anterior indican que la medición es confiable en cuanto a su realización, ya que el coeficiente de confiabilidad de Pearson es del 5.37%, que es menor al 15 %.

Sin embargo, existen variaciones con respecto al valor teórico del campo de media onda, y la sensibilidad del modelo a variaciones de distancia puede afectar el desempeño de la medición ya que el campo eléctrico puede variar ampliamente como se mostró en las figuras 5.7 y 5.8.

El resultado de las mediciones es positivo debido a que el comportamiento esperado de las mediciones con respecto al modelo teórico es similar en forma, lo que permite

entender que el modelo del esquema retardador se comporta de una manera esperada para el sensado de campos eléctricos variables.

Para evaluar la respuesta en frecuencia del sistema, se propone la caracterización dinámica, mediante este procedimiento se puede evaluar la capacidad del sistema para medir campos eléctricos variables, como se presenta en la siguiente sección.

### **5.3.2. Caracterización dinámica**

El esquema de caracterización dinámica para la medición de campos eléctricos tiene como propósito el analizar la respuesta en frecuencia del sistema de detección de campos eléctricos utilizando modulación de intensidad.

El esquema de caracterización se ilustra en la figura 5.10 e incluye

- **Generación de una señal de alto voltaje con alta frecuencia.** La señal se obtiene con un generador de funciones donde se le da la ganancia suficiente con un amplificador de alto voltaje.
- **Etapa de modulación electroóptica.** Esta etapa se realiza utilizando un interferómetro de polarización con un cristal de niobato de litio como detector.
- **Etapa de fotodetección y amplificación.** La fotodetección se lleva a cabo con un diodo pin y se diseñó un circuito amplificador que proporcione la adecuada ganancia para la señal eléctrica detectada.
- **Etapa de adquisición e interpretación.** Mediante un osciloscopio se toman las señales de entrada y salida del sistema que permitan evaluar su desempeño.

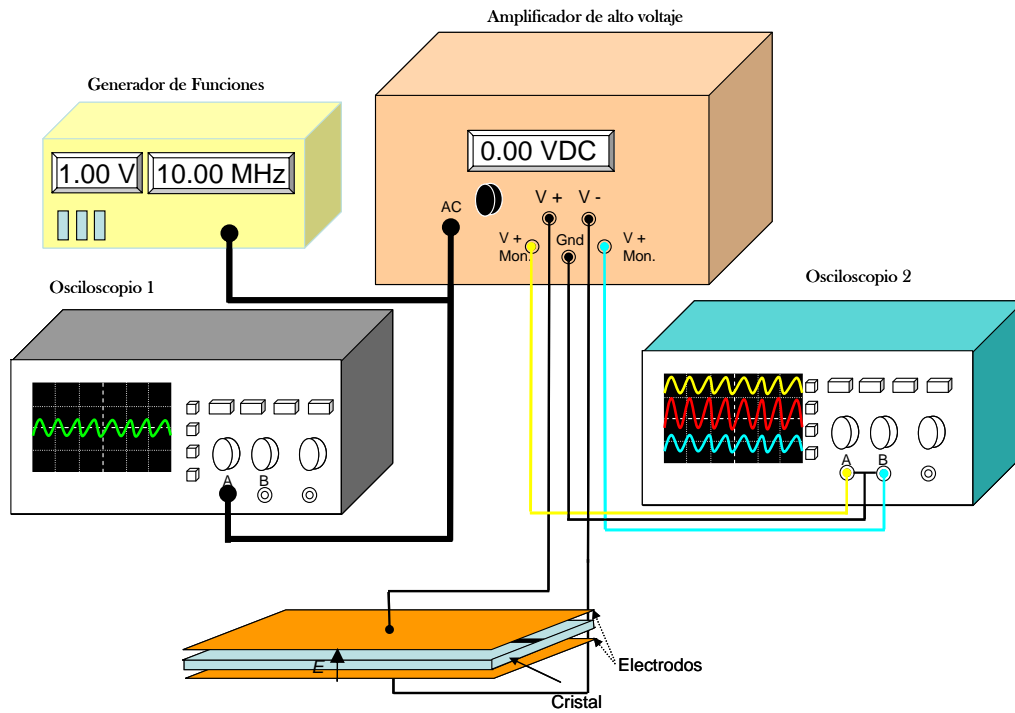


Figura 5.10 Esquema para la caracterización del amplificador de alto voltaje.

El montaje permitió determinar la respuesta en frecuencia del sistema, la cual se presenta en la figura 5.11. La respuesta es tipo pasabandas, con un rango efectivo aproximado de 1 kHz a 3 MHz.

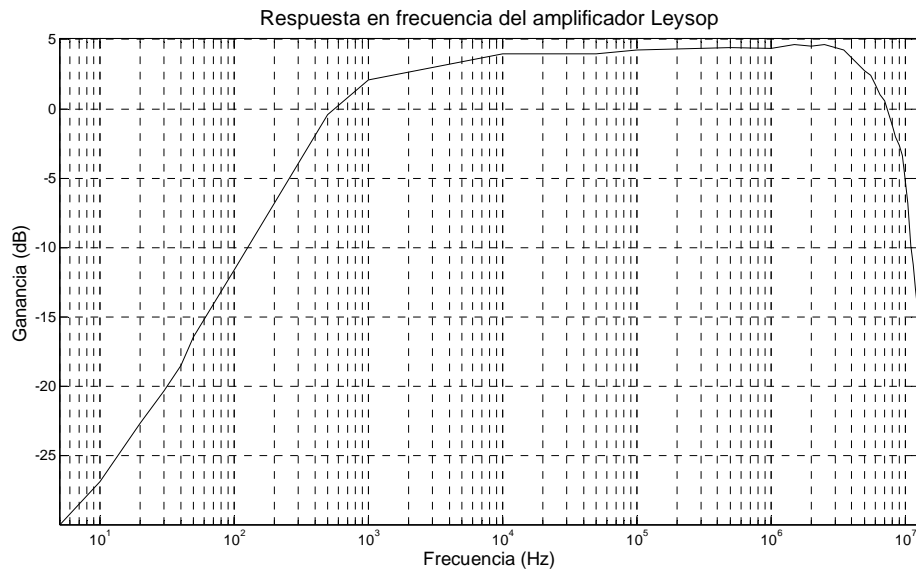


Figura 5.11 Respuesta en frecuencia del amplificador de alto voltaje

Para la caracterización de la etapa de fotodetección se diseñó un circuito amplificador. Se revisaron algunas de las configuraciones utilizadas para fotodetección [1]. El circuito diseñado presenta una ganancia de 34 dB para aprovechar el mayor ancho de banda posible. Se utilizó un amplificador operacional con producto ganancia-ancho de banda de 180 MHz, El circuito diseñado para el amplificador se presenta en la figura 5.12.

En el circuito se utilizaron tres etapas. La primer etapa es de acoplo de impedancias para evitar caída de señal a la entrada de la etapa amplificadora. Posteriormente se acoplan dos etapas amplificadoras inversoras en cascada, con ganancias  $g_1 = 6$  y  $g_2 = 10$  respectivamente, como resultado una ganancia general de  $G = g_1 g_2 = 60$  (36 dB). La última etapa es para acoplo de impedancias, y con esto evitar posible caída de señal para cualquier carga.

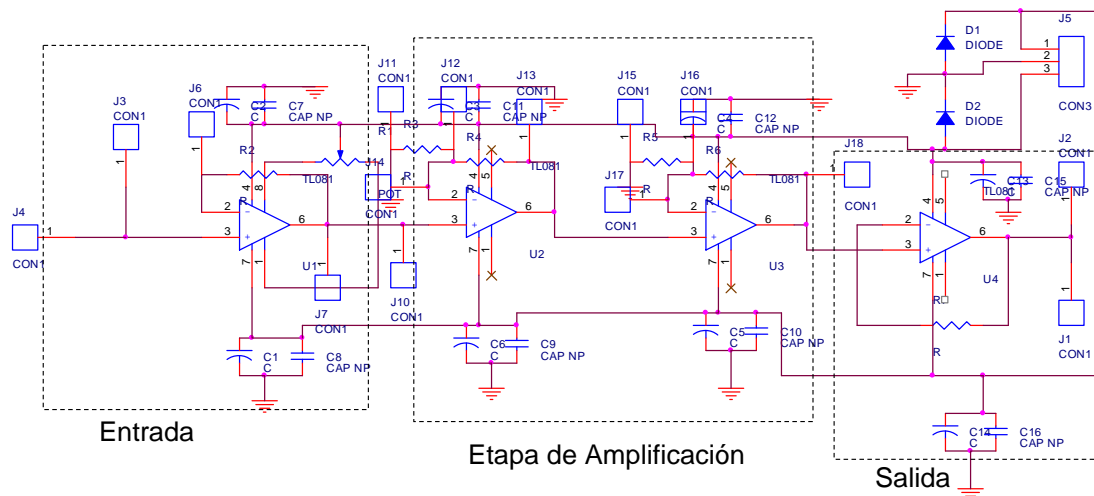


Figura 5.12 Circuito amplificador con 36 dB de ganancia en 3 etapas.

La respuesta en frecuencia del circuito se presenta en la figura 5.13.

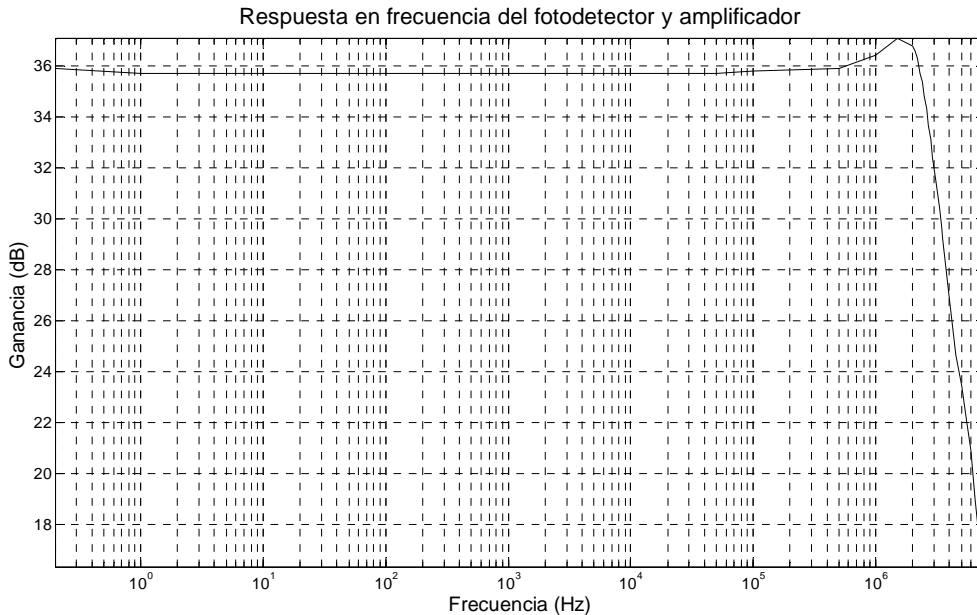


Figura 5.13 Respuesta en frecuencia del circuito amplificador.

El ancho de banda a -3 dB obtenido para el circuito fue de 3 MHz. Este es el límite teórico considerado para la señal eléctrica utilizada como entrada al amplificador de alto voltaje. Al tener la caracterización de cada etapa, se procedió a caracterizar el sistema completo.

El diagrama del sistema completo para la detección de campos eléctricos, basado en modulación de intensidad, se presenta en la figura 5.14. El sistema utiliza un láser monomodo y un interferómetro de polarización. La luz polarizada que pasa a través de las guías de onda del sensor electroóptico se modula por el campo eléctrico aplicado. La luz que sale del interferómetro se hace incidir en un fotodetector y la señal eléctrica se amplifica. Tanto la señal de entrada y la de salida se observan en un osciloscopio.

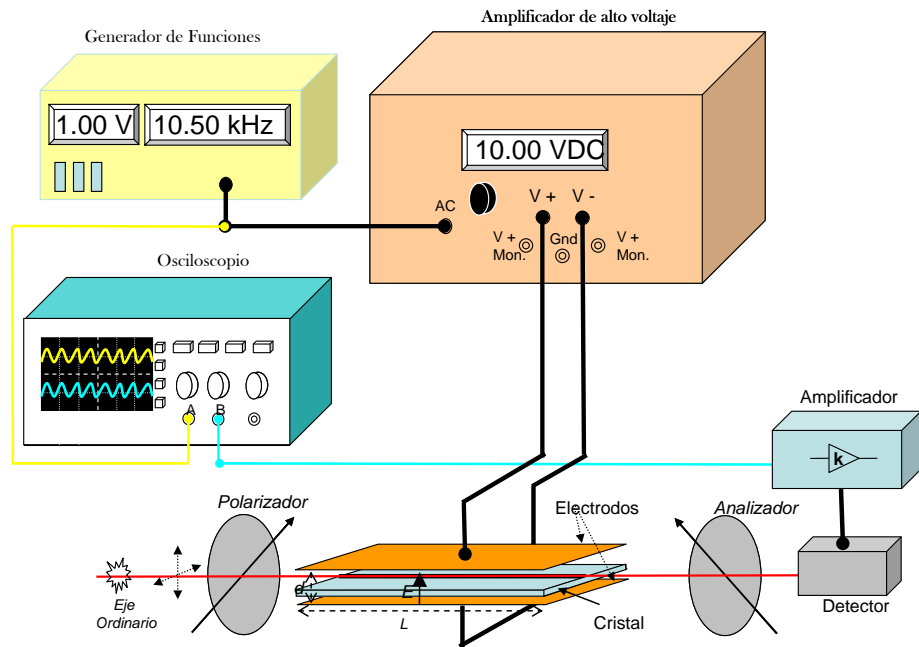


Figura 5.14 Esquema de montaje experimental para la detección de campos eléctricos.

Con el generador de funciones se hace un barrido de frecuencias, y se registra la relación de la señal de salida contra la señal de entrada para cada frecuencia. En la figura 5.15 se presenta la gráfica de la respuesta en frecuencia del sistema optoelectrónico.

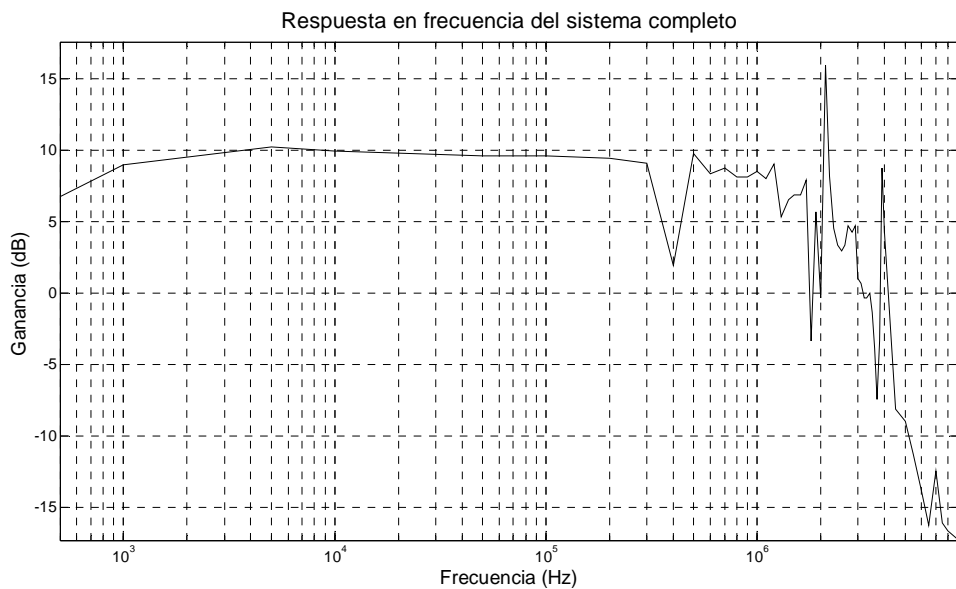


Figura 5.15 Respuesta en frecuencia del sistema optoelectrónico

El comportamiento del sistema completo presenta un comportamiento variable a partir de los 400 kHz de frecuencia, donde a partir de esta frecuencia se presentan pérdidas y picos resonantes cuya presencia requiere un estudio extenso para demostrar las causas de este comportamiento.

#### **5.4 Modulación en coherencia**

La base teórica de modulación por coherencia luminosa se presentó en la sección 3.6 de esta tesis. En el capítulo anterior se presentó una técnica para la medición de retardos ópticos utilizando el interferómetro de Michelson. En esta sección se describe un esquema para la medición de campos eléctricos basados en la modulación de coherencia luminosa.

El retardo  $\tau_0 + \Delta_\tau$  introducido con un interferómetro de polarización en la luz de una fuente óptica de baja coherencia, permite sensar un campo eléctrico variable. La detección del campo eléctrico es posible con la introducción de otro retardo óptico  $\tau$ . Cuando se iguala  $\tau = \tau_0$  la intensidad de salida  $I$  puede calcularse de acuerdo con la ec. (3.94) como

$$I = \frac{1}{4} \left( I_0 + \frac{1}{2} |G(\Delta_\tau)| \cos(2\pi\nu_0\Delta_\tau) \right), \quad (5.12)$$

donde  $\Delta_\tau$  es el retardo variable introducido por el campo eléctrico. La diferencia de fase  $\Gamma$  introducida por el cristal electroóptico es

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{E(t)}{E_\pi}, \quad (5.13)$$

donde  $E_\pi$  es el campo eléctrico de media onda, y  $E_2$  el campo sensado por el cristal electroóptico.

El retardo temporal introducido por la diferencia de camino óptico se calcula como

$$\tau = \frac{DCO}{c}. \quad (5.14)$$

Al sustituir (5.13) en (5.14)



$$\tau = \frac{\Gamma \lambda_0}{2\pi c} = \frac{\lambda_0}{2\pi c} \left( \Gamma_0 - \pi \frac{E_2(t)}{E_\pi} \right) = \tau_0 + \Delta_\tau \quad (5.15)$$

Al igualar términos, el retardo temporal  $\Delta_\tau$  se obtiene como

$$\Delta_\tau = -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} \quad (5.16)$$

Sustituyendo la expresión anterior en (5.12), la intensidad de salida será

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4} \left( I_0 + \frac{1}{2} \left| G \left( -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} \right) \right| \cos \left( 2\pi \nu_0 \left( -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} \right) \right) \right) = \\ &= \frac{1}{4} \left( I_0 + \frac{1}{2} \left| G \left( -\frac{E_2(t)}{2\nu_0 E_\pi} \right) \right| \cos \left( \pi \left( -\frac{E_2(t)}{E_\pi} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (5.17)$$

Si se considera que el término  $2\nu_0$  es un número muy grande y la función coseno es una función par, la expresión anterior puede simplificarse como

$$I = \frac{I_0}{4} + \frac{1}{8} |G(0)| \cos \left( -\pi \frac{E_2(t)}{E_\pi} \right) = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{8} \cos \left( \pi \frac{E_2(t)}{E_\pi} \right) \quad (5.18)$$

Para lograr una detección lineal, el retardo temporal debe ajustarse a

$$\Delta_\tau = -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} - \frac{\lambda_0}{4c}. \quad (5.19)$$

La ecuación (5.17) se modifica entonces a

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4} \left( I_0 + \frac{1}{2} \left| G \left( -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} - \frac{\lambda_0}{4c} \right) \right| \cos \left( 2\pi \nu_0 \left( -\frac{\lambda_0 E_2(t)}{2c E_\pi} - \frac{\lambda_0}{4c} \right) \right) \right) = \\ &= \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{8} \cos \left( \pi \frac{E_2(t)}{E_\pi} - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{8} \operatorname{sen} \left( \pi \frac{E_2(t)}{E_\pi} \right) \end{aligned} \quad (5.20)$$

Si el campo  $E_2(t) \ll E_\pi$  entonces  $\operatorname{sen}(\pi E_2(t)/E_\pi) \approx \pi E_2(t)/E_\pi$ , la expresión de la intensidad recibida en (5.20) se transforma en

$$I = \frac{I_0}{4} \left( 1 + \frac{\pi E_2(t)}{E_\pi} \right) \quad (5.21)$$

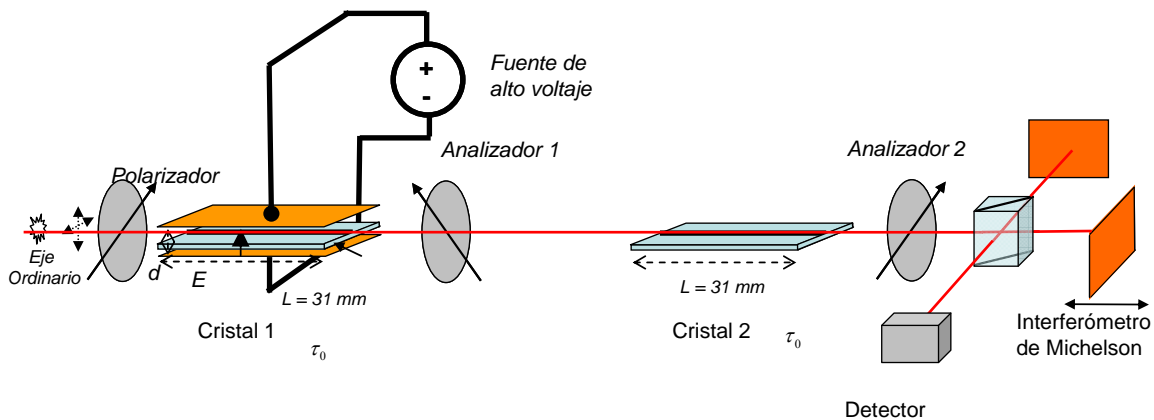
La expresión (5.21) indica que el campo eléctrico  $E_2(t)$  modula linealmente la intensidad recibida en el fotodetector.

En la siguiente sección se describe el experimento realizado para el esquema de modulación en coherencia.

### 5.4.1 Esquema experimental con dos cristales

El esquema experimental para la medición de los retardos ópticos utilizado se presenta en la figura 5.16. Se utilizaron dos cristales similares de Niobato de Litio de 31 mm. de longitud.

El primer cristal introduce un retardo óptico variable dependiendo del campo eléctrico sentido. El segundo cristal introduce un segundo retardo óptico equivalente al del primer cristal. El interferómetro de Michelson se utiliza para medir los retardos ópticos de los elementos.



**Figura 5.16** Esquema experimental de medición de retardos ópticos.

Se utilizó como fuente óptica un diodo superluminiscente con longitud de onda central a 1310 nm.

La función de autocorrelación obtenida de la fuente se presenta en la figura 5.17. Se midió la longitud de coherencia de la fuente, al tomar la distancia entre las posiciones en donde la amplitud relativa es igual a 0.5.

Se tomó el valor promedio de 10 mediciones. La longitud de coherencia de la fuente encontrada es  $l_c = 73.390 \mu\text{m}$ . El tiempo de coherencia de la fuente utilizada es de 244.63 fs.

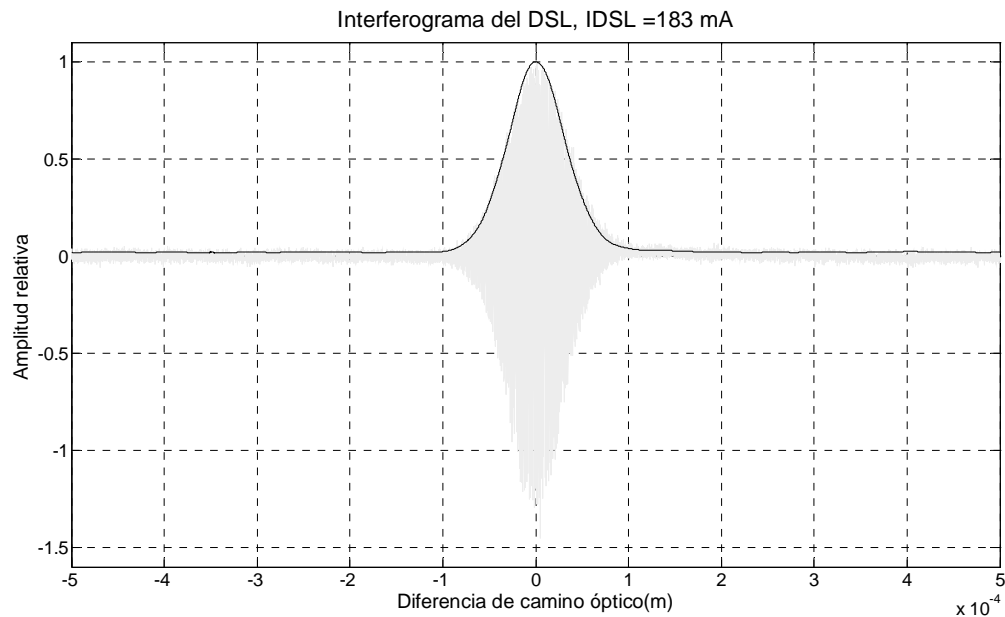


Figura 5.17 Función de autocorrelación del diodo superluminiscente.

#### 5.4.2. Medición del retardo óptico

Para la medición del retardo óptico el esquema presentado en la figura 5.16 se utilizó un interferómetro de Michelson. La longitud de los cristales utilizados en esta medición es de 31 mm por lo que se requirió calibrar la velocidad del motor utilizado. De acuerdo al ajuste del movimiento del motor, la velocidad de desplazamiento más confiable es de 0.04 mm/s. Los resultados de la medición son los siguientes

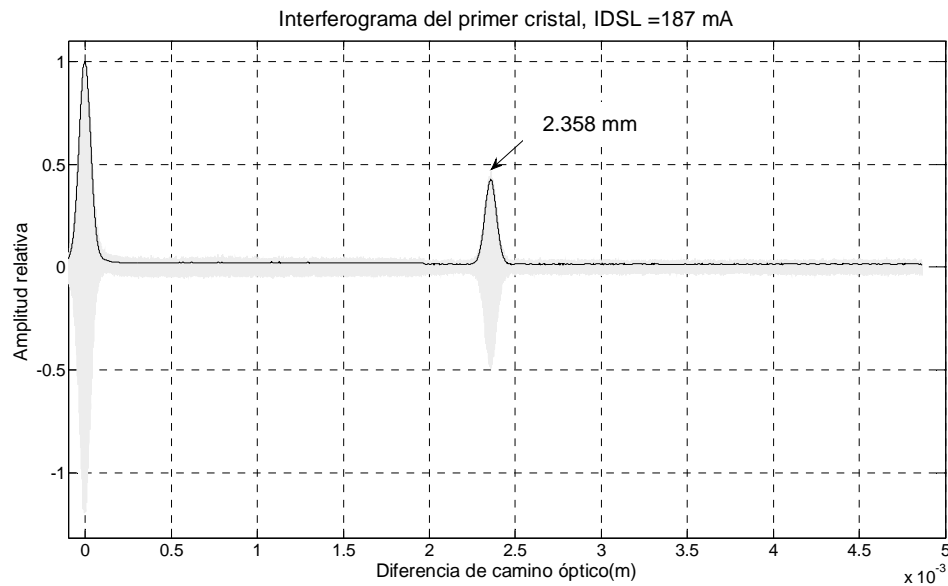
Velocidad indicada: **0.04 mm/s**

- Velocidad real promedio: **0.0244 mm/s.**
- Distancia promedio entre muestras: **48.860 nm**
- Incertidumbre promedio:  **$\pm 24.430$  nm.**
- Promedio de diferencia de muestras entre máximos: **26.78 muestras.**
- Desviación estándar promedio: **1.0356 muestras.**
- Coeficiente de variación de Pearson (confianza): **3.87 %**

La velocidad para realizar las mediciones de los retardos ópticos es de velocidad 0.04 mm/s, considerando un menor coeficiente de desviación, y una menor incertidumbre promedio.

Las mediciones de los retardos ópticos se realizaron utilizando un DSL a 1.3  $\mu\text{m}$ , de acuerdo con las condiciones siguientes:

1. Medición del retardo del primer cristal de 31 mm. A la velocidad indicada  $v = 0.04 \text{ mm/s}$  La *DCO* se localiza en **2.358 mm** como se muestra en la figura 5.18.



**Figura 5.18. Medición del retardo óptico para el primer cristal.**

2. Medición del retardo del segundo cristal de 31 mm. A la velocidad de: 0.04 mm/s. La *DCO* se localiza en **2.371 mm**. Este resultado se presenta en la figura 5.19.

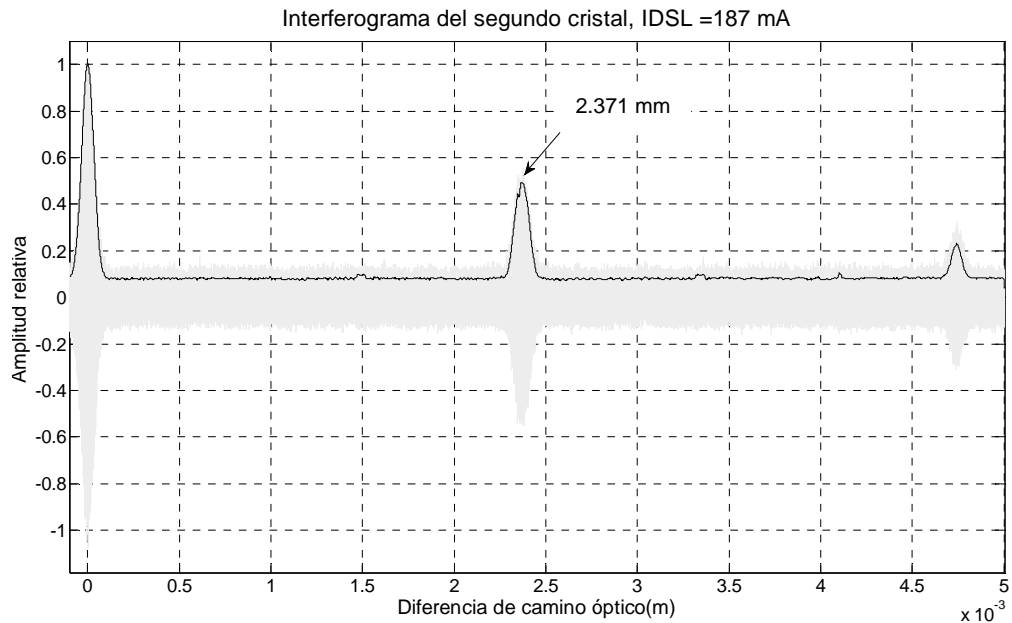
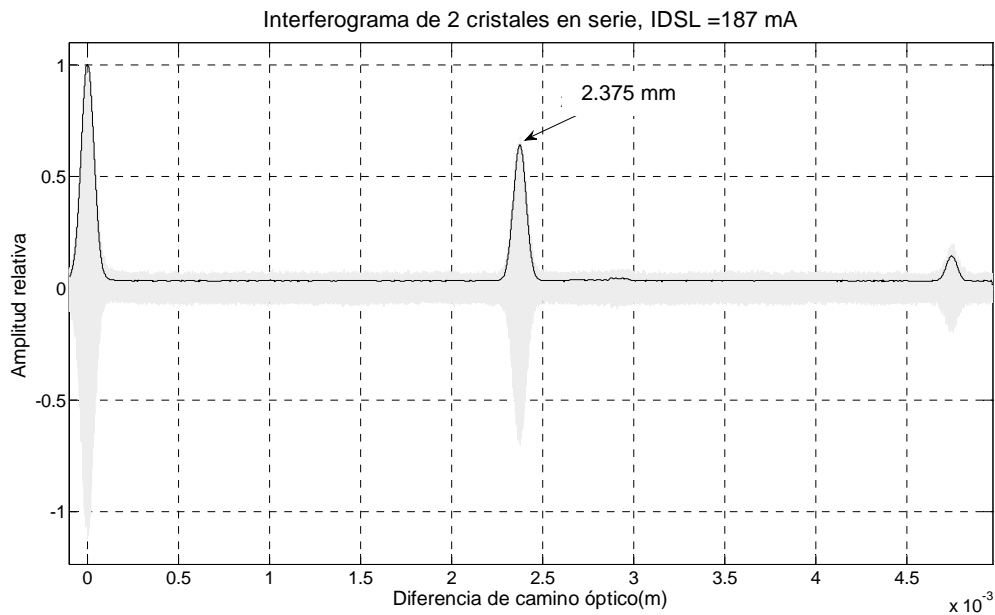


Figura 5.19. Medición del retardo óptico para el segundo cristal.

3. Medición del retardo de los dos cristales de 31 mm en cascada. En este caso se mantuvo la polarización a  $45^\circ$  del polarizador y los analizadores 1 y 2 figura 5.16. De esta manera se puede observar con el interferómetro de Michelson la contribución de los retardos ópticos introducidos por cada cristal. Con la velocidad indicada:  $v = 0.04$  mm/s, los retardos se encuentran localizados en 2.375 mm. La figura 5.20 presenta el resultado de esta medición



**Figura 5.20. Medición del retardo óptico para dos cristales en serie.**

Estas mediciones realizadas presentan una variación de 2.51 % con respecto al valor teórico del retardo producido por un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  de 31 mm. El valor calculado es de 2.313 mm.

En la siguiente sección se presenta la configuración experimental para sensor campos eléctricos utilizando el interferómetro de polarización, basados en los esquemas de modulación de intensidad y de coherencia.

### ***5.5 Configuración experimental de un esquema sensor de campo eléctrico***

En esta sección se presentan los resultados de dos experimentos realizados para la detección de campos eléctricos variables utilizando el interferómetro de polarización. El primer esquema utiliza la modulación de intensidad descrito con anterioridad.

#### **5.5.1 Sensor de campo eléctrico utilizando modulación de intensidad**

El experimento propuesto para sensar campos eléctricos basándose en modulación de intensidad, se presenta en la figura 5.21. En este esquema se utilizó un cristal electroóptico de Niobato de Litio con longitud de 36 mm. La fuente de alto voltaje proporciona un campo eléctrico periódico en forma de señal cuadrada

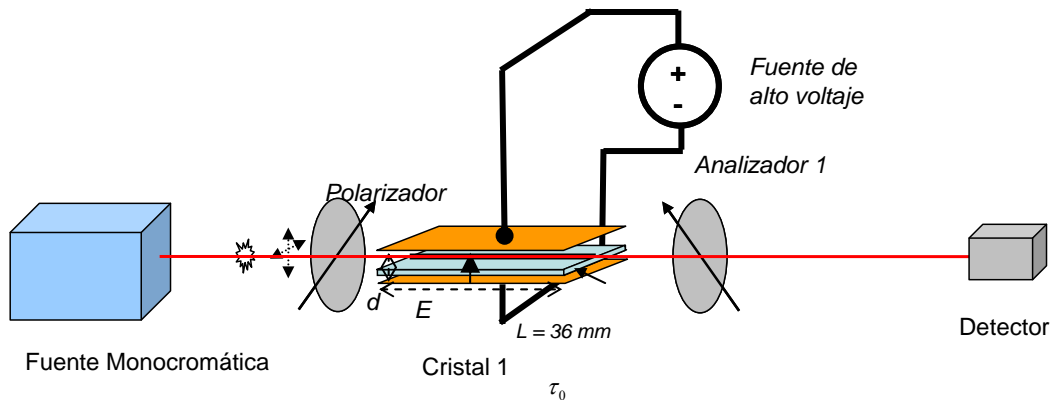


Figura 5.21 Experimento para la detección de campos eléctricos por modulación de intensidad.

En la figura 5.15 se presentó la caracterización en frecuencia del sistema utilizando para ello un barrido con señal senoidal.

En las figuras 5.22 a 5.25 se presentan las formas del campo eléctrico aplicado y del recibido después del sensado, transmisión y detección.

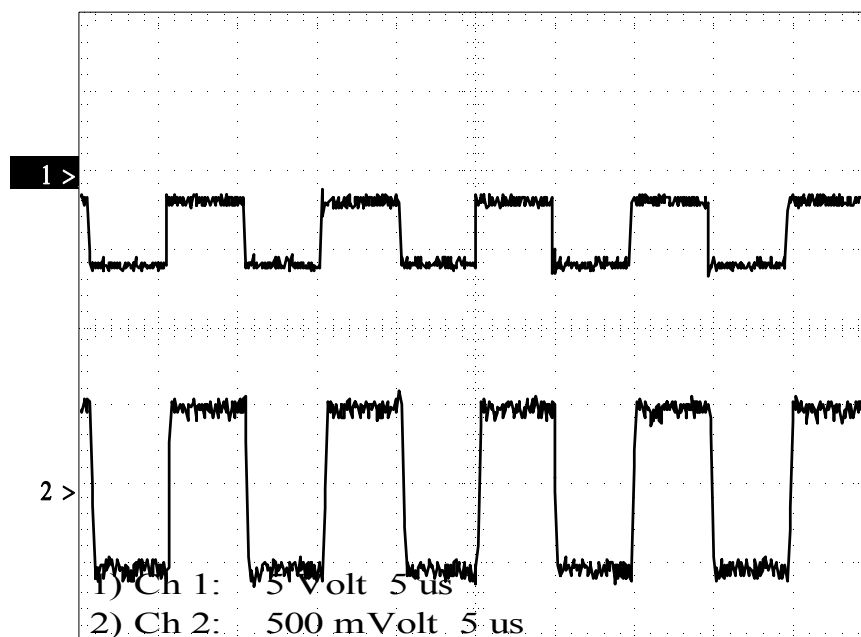


Figura 5.22. Detección de señal cuadrada a 100 kHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.

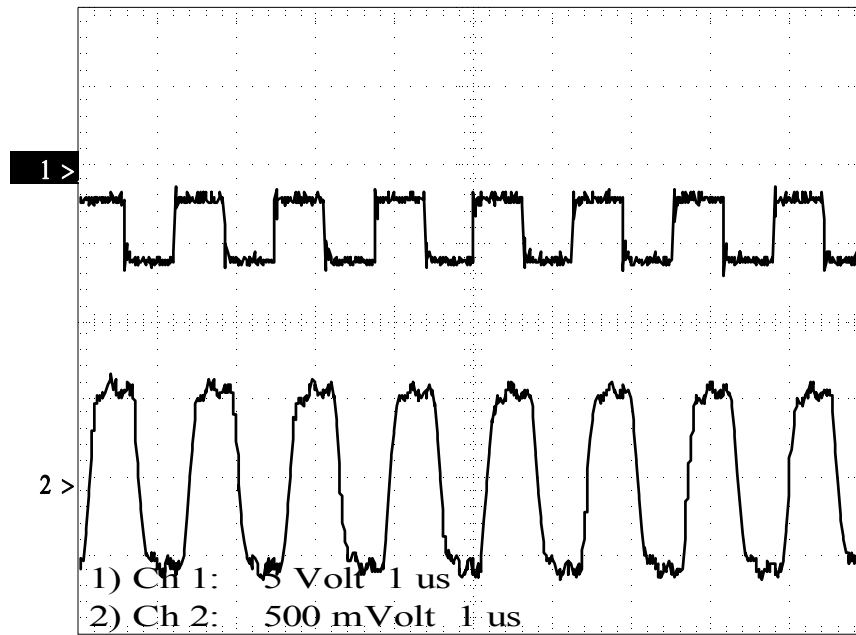


Figura 5.23. Detección de señal cuadrada a 600 kHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.

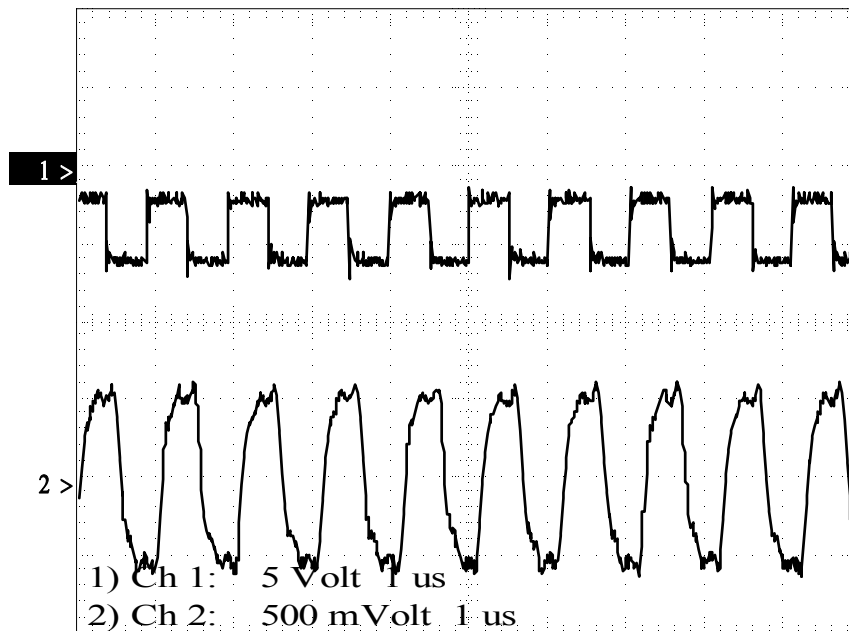


Figura 5.24. Detección de señal cuadrada a 1 MHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.



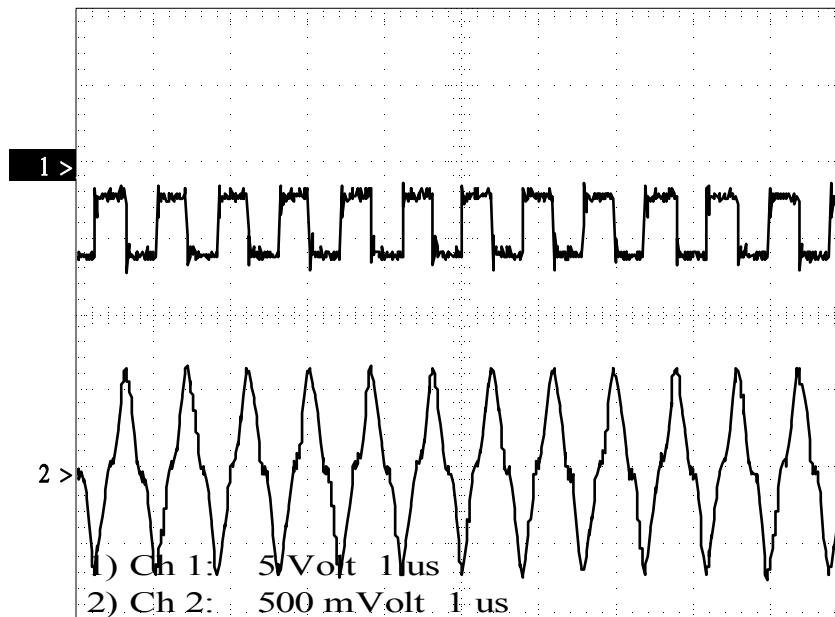


Figura 5.25. Detección de señal cuadrada a 1.3 MHz. Canal 1, entrada, Canal 2, salida.

Se puede observar que conforme aumenta la frecuencia de la señal, la respuesta en frecuencia del sistema limita sensiblemente la forma de la señal detectada por el fotodetector. En la figura 5.25 puede observarse una gran distorsión en la señal detectada.

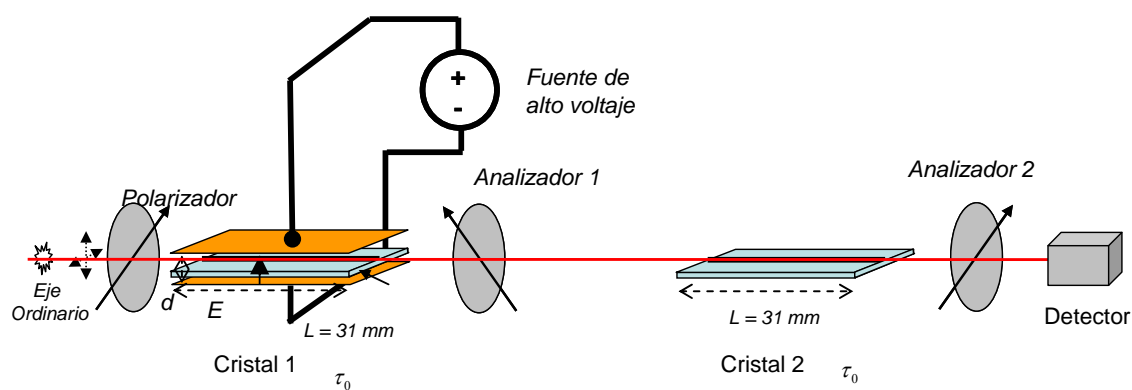
Este experimento demuestra que una señal que contenga múltiples componentes de frecuencia se podrá ver afectada en su detección, ya que si alguno de los componentes frecuenciales entra en resonancia, la información recibida sufrirá de distorsión, lo que puede llevar a conclusiones erróneas.

Como trabajo pendiente es requerido evaluar si la aparición de las frecuencias resonantes sea debido a la construcción del dispositivo que soporta a los electrodos, la forma y construcción de los mismos o en su defecto, alguna contribución del cristal a las resonancias producidas.

En el apéndice A se presentan un conjunto de mediciones del sistema presentado utilizando señal cuadrada a diferentes frecuencias como entrada.

### 5.5.2 Sensor de campo eléctrico basado en modulación de coherencia.

El experimento propuesto para la detección de campos eléctricos por modulación de coherencia se presenta en la figura 5.26. Se utilizaron dos cristales de Niobato de Litio de 31 mm de longitud. El primer cristal se utiliza como modulador, introduciendo un retardo óptico variable función del campo eléctrico sentido. El segundo cristal iguala el retardo óptico introducido por el primer cristal. De ésta manera, a la salida del segundo analizador, la señal óptica de salida será una modulación lineal de intensidad como se describió en la sección 5.3.2 de esta tesis.



**Figura 5.26. Experimento propuesto para la detección de campos eléctricos por modulación en coherencia.**

La fuente de luz utilizada es de baja coherencia, proporcionada por un diodo superluminiscente, el cual fue caracterizado con anterioridad.

En este experimento se sensaron campos eléctricos con formas de onda senoidal, triangular y cuadrada, a diferentes frecuencias. En la figura 5.27 se presenta un ejemplo de las señales resultantes.

En la figura puede observarse que conforme se aumenta la frecuencia, la amplitud de las señales disminuye, y las señales triangular y cuadrada sufren de distorsión. Esto es debido a que la respuesta en frecuencia del sistema es de tipo pasabajas, limitada a alrededor de 500 kHz.

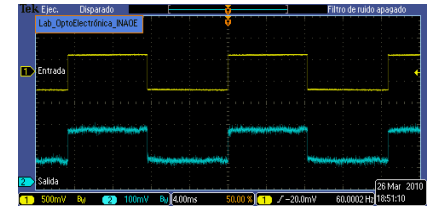
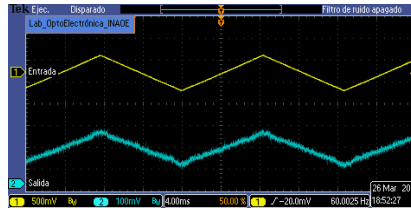
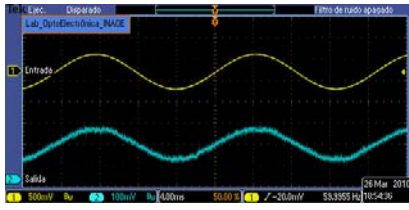
Frec.  
(Hz)

Señal Senoidal

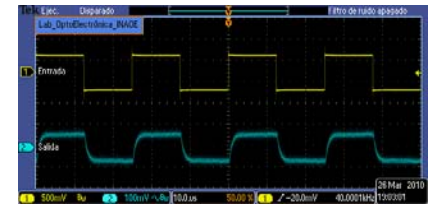
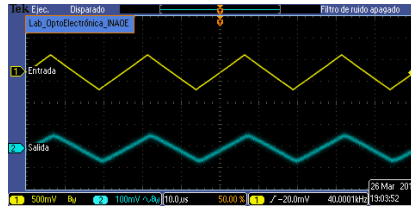
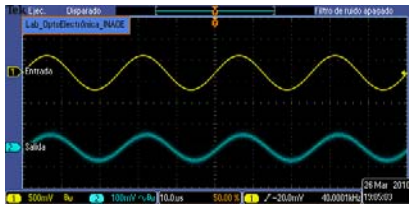
Señal Triangular

Señal Cuadrada

60  
Hz



40  
kHz



100  
kHz

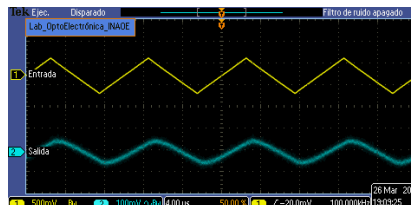
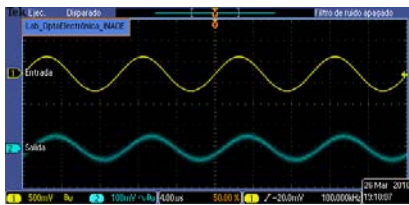


Figura 5.27. Ejemplos de señales adquiridas en el experimento de detección de campos eléctricos por modulación en coherencia. Amarillo: Señal de entrada, Azul: Señal detectada

En frecuencias superiores a 300 kHz, la distorsión y atenuación se acentúan en las señales detectadas. En la figura 5.28 se muestra este caso.

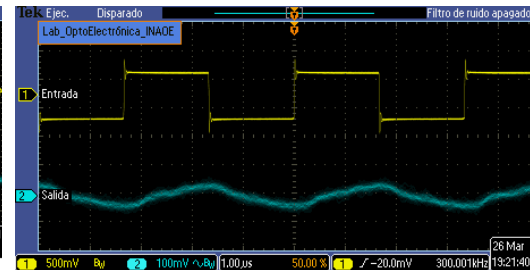
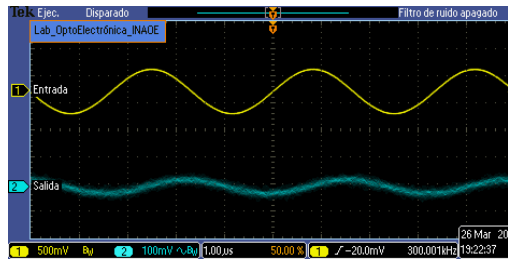
La respuesta en frecuencia del sistema limita la modulación y detección de campos eléctricos de alta frecuencia superiores a 1 MHz.

Frec  
c  
(Hz  
)

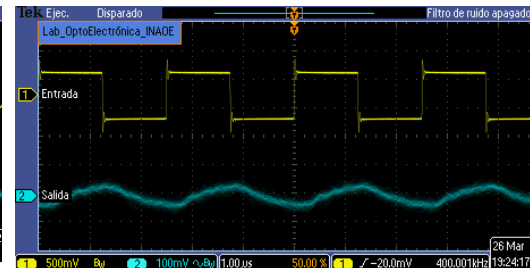
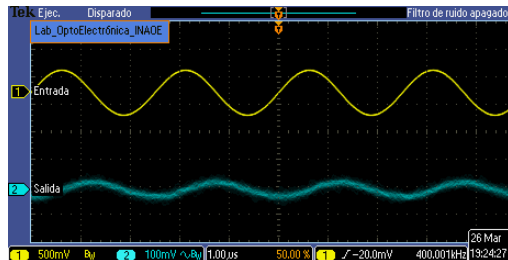
Señal Senoidal

Señal Cuadrada

300  
kHz



400  
kHz



500  
kHz

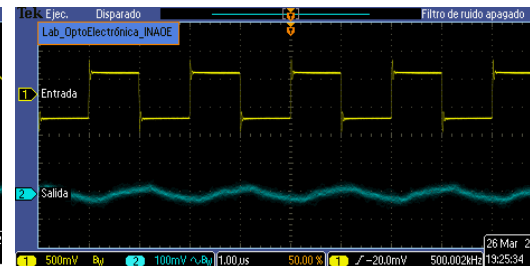
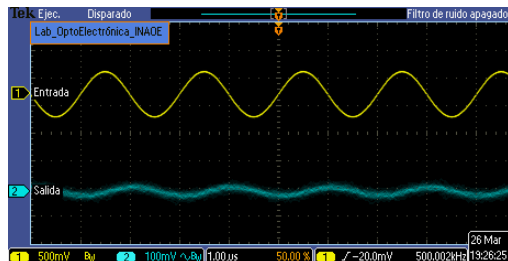


Figura 5.28. Señales que presentan distorsión y atenuación en el esquema de modulación en coherencia. Amarillo: Señal de entrada, Azul: Señal detectada

El resultado experimental muestra que la detección de campos eléctricos es funcional, sin embargo, será conveniente aumentar la respuesta en frecuencia para que el esquema propuesto sea de banda ancha, en el intervalo de frecuencias superiores a 1 MHz.

## Conclusiones

- En este capítulo se describió el uso del interferómetro de polarización como sensor de campo eléctrico. Principalmente, dos técnicas fueron descritas para la modulación de información en la luz.
- La primera técnica es la modulación de intensidad, que utiliza luz monocromática polarizada como portadora de información. El campo eléctrico produce una variación de fase entre los modos ordinario y extraordinario, los cuales son combinados en el polarizador a la salida del interferómetro. El resultado es una variación en la intensidad de la luz a la salida del interferómetro.
- Para encontrar la región lineal de detección, es necesaria la caracterización del cristal electroóptico utilizado. El campo de media onda  $E_{\pi}$  es el parámetro que determina el campo eléctrico que sensa el cristal y que produce variación en  $\pi$  radianes en la función de transmitancia óptica del cristal.
- Para determinar este parámetro, se diseñó un experimento donde se aplicó un voltaje que aumentaba progresivamente. El análisis del modelo muestra que el dispositivo que varía la distancia entre los electrodos utilizados, es muy sensible a variaciones en la distancia. Esta situación explica que la variación entre el modelo teórico y el experimental de  $E_{\pi}$  no se pueda determinar con la adecuada precisión. También se demostró que las variaciones de distancia entre electrodos en el modelo lo hacen no lineal. Sobre este aspecto, es necesario hacer una consideración y un nuevo diseño sobre el dispositivo experimental.
- El esquema experimental permite utilizarse para la caracterización de la respuesta en frecuencia. La respuesta obtenida de la caracterización presenta limitaciones para señales con componentes de frecuencia superiores a los 300 kHz. Se requiere de un estudio mayor para diseñar un esquema experimental que permita caracterizar cristales electroópticos con un mayor ancho de banda.

- La segunda técnica experimental revisada es la de modulación por coherencia. En el experimento se utilizaron dos cristales electroópticos de igual longitud. De esta manera se iguala el retardo producido por el primer cristal con mayor precisión que el producido por una fibra birrefringente, cómo se presentó en el capítulo anterior.
- Los retardos producidos por los cristales fueron medidos utilizando la técnica descrita en el capítulo anterior, comprobándose así su utilidad en la medición de retardos ópticos.
- Se observó que el experimento se ve limitado en la respuesta en frecuencia para señales con componentes superiores a los 300 kHz.
- Se concluye también que es necesario redefinir algunas secciones de los experimentos, de manera que, se obtengan mayores precisiones en las distancias de separación y en la respuesta en frecuencia de los elementos utilizados y así obtener una mejor caracterización de los cristales electroópticos utilizados.

Los resultados obtenidos se reportaron y publicaron en [6]-[9]

## Referencias

- [1] Wong K. K, Razeghi M., Editors “Integrated Optics and Optoelectronics”, Proceedings of a conference held 21-23, January 1993, Los Angeles, California, Critical Reviews of Optical Science and Technology, Vol. CR45, SPIE, International Society for Optical Engineering.
- [2] Rodríguez Asomoza, Jorge, “Estudio experimental de detección de campo eléctrico utilizando sensores electroópticos en tecnología de óptica integrada y modulación de coherencia óptica,” Tesis Doctoral, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, 2001.
- [3] Gutierrez Martínez Celso, Santos Aguilar Joel, “Electric Field Sensing Scheme Based on Matched LiNbO<sub>3</sub> Electro-Optic Retarders”, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement Vol. 57, July 2008.
- [4] Perri, P. A., “Diseño de un sensor de transferencia de campo eléctrico”. Congreso IBERCHIP 2003, La Habana, Cuba.
- [5] Donati, Silvano, “Photodetectors, Devices, Circuits and Applications,” Prentice Hall, primera edición, 2000.
- [6] Ochoa Valiente Raúl, Santos Aguilar Joel, Contreras Rodríguez Jesús, Gutiérrez Martínez Celso “*Caracterización de sensores electro ópticos para la medición de campos eléctricos intensos,*” Congress SOMI XXII, sept – oct. 2007, Monterrey N. L. México.
- [7] C. Gutiérrez-Martínez, J. Santos-Aguilar, R. Ochoa-Valiente. “An all fibre and integrated optics electric field sensing scheme using matched optical delays and coherence modulation of Light”. Measurement Science and Technology, (2007).
- [8] Ochoa Valiente Raúl, Gutierrez Martínez Celso, “*Characterizing LiNbO<sub>3</sub> waveguides for wide band and high intensity electric field sensing,*” 2nd International Symposium on Test Automation and Instrumentation (ISTAI) 2008, China Instrumentation Society, Beijing China, november 2008.
- [9] Gutiérrez-Martínez C. Santos-Aguilar J. Ochoa Valiente R. “*Statical Characterization of the Optical Transfer Function on dielectric LiNbO<sub>3</sub> waveguides*”

*used as high intensity electric field sensors*”, I2MTC 2009 International Instrumentation and Measurement Technology Conference, Singapore, May 2009



## Conclusiones generales

Durante el desarrollo de esta tesis se obtuvieron las siguientes conclusiones

- Se estudiaron los componentes principales que forman un sistema electroóptico.
- Se estudiaron y propusieron técnicas experimentales para la detección de campos eléctricos utilizando modulación por coherencia y modulación por amplitud. Estas propuestas tienen fundamento en técnicas interferométricas para la generación y medición de retardos ópticos.
- Se propuso una técnica de medición de retardos ópticos utilizando luz de baja coherencia. El proceso de medición se obtuvo indirectamente mediante técnicas de procesamiento digital de señales. Como resultado se logró medir retardos ópticos del orden de los milímetros con incertidumbres menores a 50 nanómetros, llegándose incluso al rango de 24 nm cuando se afinó la técnica. Dicho en otras palabras, se logró medir un retardo con seis órdenes de magnitud en la dimensión. A su vez, las mediciones que se obtuvieron fueron de alta precisión sin tener los mejores instrumentos posibles. Esta técnica es una aportación al conocimiento que se obtuvo indirectamente en esta tesis.
- El desarrollo de esta técnica de medición, tiene potencial aplicación en las áreas de metrología dimensional, medición de índices de refracción, medición de longitudes en fibras ópticas birrefringentes, velocimetría, vibrometría y calibración de instrumentos, por mencionar algunos.
- Los resultados de las caracterizaciones presentan limitaciones debido a un comportamiento inesperado del cristal a frecuencias superiores a 400 kHz, lo que limita el esquema a sensar campos eléctricos por debajo de esta frecuencia.
- Las potenciales aplicaciones de este esquema son la medición de campos eléctricos intensos en ambientes de riesgo al ser humano, así mismo, también

para comunicaciones analógicas y digitales mediante la modulación en intensidad.

- El esquema de modulación por amplitud es primordial para la caracterización estática de un cristal electroóptico, pues tiene el potencial de obtener el campo eléctrico de media onda  $E_{\pi}$ , que puede evaluar las diferencias entre el modelo teórico y el real. Esto puede servir en la mejora de los procesos de fabricación de cristales electroópticos.
- El esquema de modulación por coherencia presenta el potencial de sensar múltiples campos eléctricos con una sola fuente de luz, siempre y cuando los sensores utilizados produzcan diferentes retardos y las sumas o restas de estos retardos no alteren significativamente los retardos que se añadan subsecuentemente.

## **Trabajo a futuro**

Como trabajo a futuro se proponen los siguientes temas.

- Afinación del esquema experimental para la detección de campos eléctricos mediante la modulación por coherencia y amplitud. Este trabajo debe tener como propósito el incrementar el ancho de banda que el sensor electroóptico
- Revisión de las técnicas de medición mediante procesamiento de señales para aplicaciones de medición de campos eléctricos de manera que estas sean automatizables.
- Búsqueda de la mayor precisión en detección y medición de campos eléctricos mediante técnicas de instrumentación electrónica.
- Se requiere para mejorar esta medición, el diseño de un nuevo instrumento que permita asegurar la medición de la distancia de separación con una mejor exactitud, o proponer un esquema de celda  $\mu$ TEM para medición de campos eléctricos como punto de comparación.



## Artículos publicados

- [1] Ochoa Valiente Raúl, Santos Aguilar Joel, Contreras Rodríguez Jesús, Gutiérrez Martínez Celso “*Caracterización de sensores electro ópticos para la medición de campos eléctricos intensos,*” Congress SOMI XXII, sept – oct. 2007, Monterrey N. L. México.
- [2] C. Gutiérrez-Martínez, J. Santos-Aguilar, R. Ochoa-Valiente. “An all fibre and integrated optics electric field sensing scheme using matched optical delays and coherence modulation of Light”. *Measurement Science and Technology* 18, (2007). Pp. 3223 – 3229. IOP Publishing
- [3] Ochoa Valiente Raúl, Gutierrez Martínez Celso, “*Characterizing LiNbO3 waveguides for wide band and high intensity electric field sensing,*” 2nd International Symposium on Test Automation and Instrumentation (ISTAI) 2008, China Instrumentation Society, Beijing China, november 2008.
- [4] Gutiérrez-Martínez C. Santos-Aguilar J. Ochoa Valiente R. “*Static Characterization of the Optical Transfer Function on dielectric LiNbO3 waveguides used as high intensity electric field sensors*”, I2MTC 2009 International Instrumentation and Measurement Technology Conference, Singapore, May 2009.



## **Apéndice A. Mediciones de señal cuadrada.**

Se presentan en las siguientes páginas la medición de señal cuadrada mediante el esquema experimental presentado en el capítulo 5, sección 5.3.2

Se utilizó como entrada al sistema una señal cuadrada con incrementos en 100 kHz.





Se indica en la parte inferior de la gráfica, la frecuencia y el voltaje pico a pico de la medición. Se observa que a partir de 400 kHz, la señal de salida sufre de distorsión en forma y amplitud.

### GRÁFICAS DE LAS MEDICIONES CON EL OSCILOSCOPIO

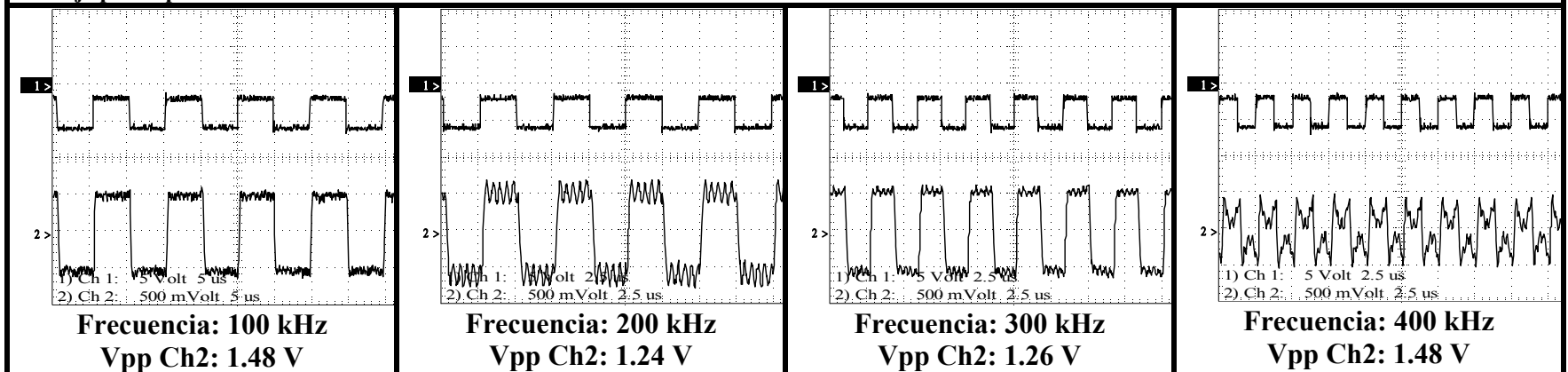
#### CONDICIONES:

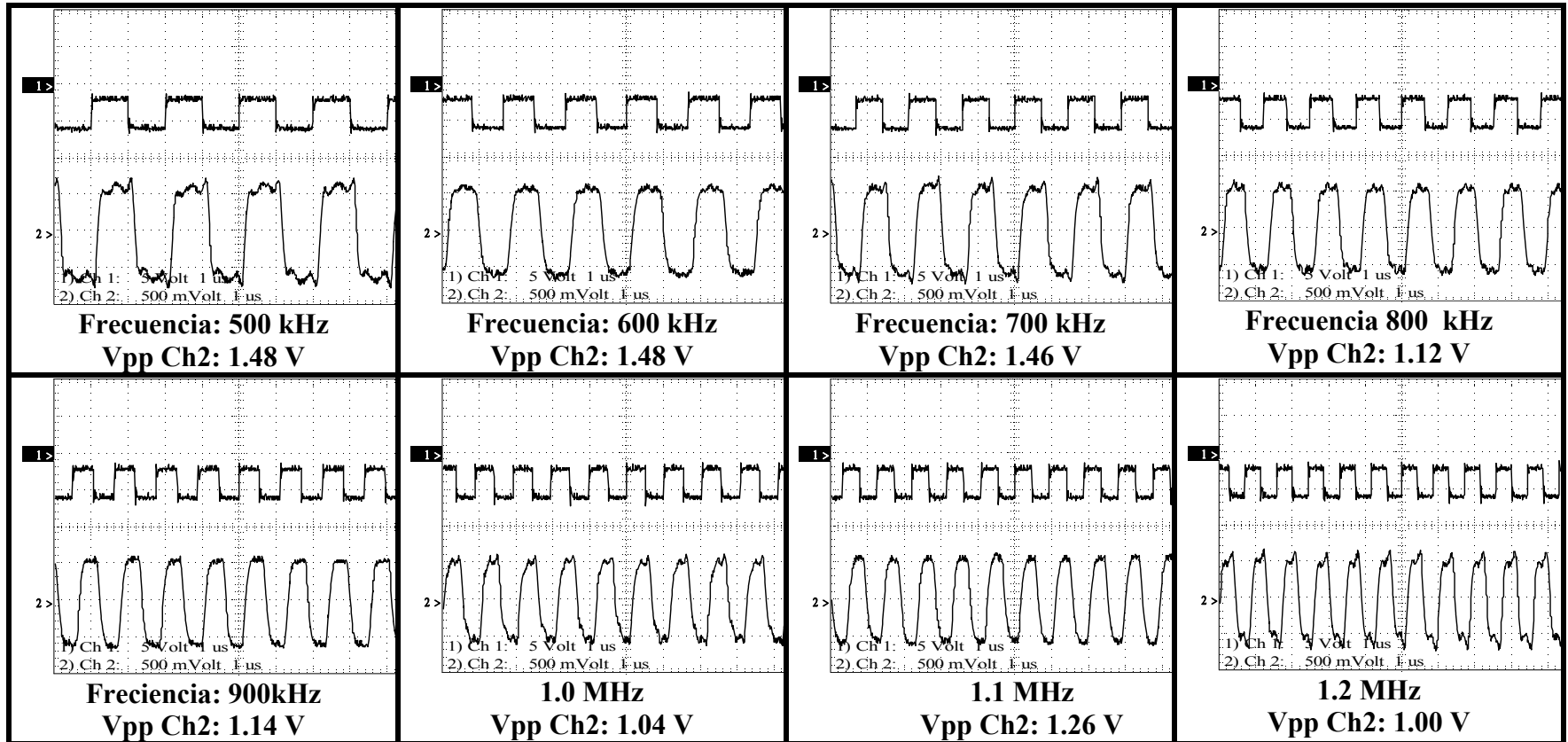
**Voltaje Bias en amplificador Leysop: -29 V.**

**Corriente del Láser: 21.2 mA.**

**Pasos de frecuencia: 100kHz.**

**Voltaje pico a pico Ch 1: 5.6 V.**





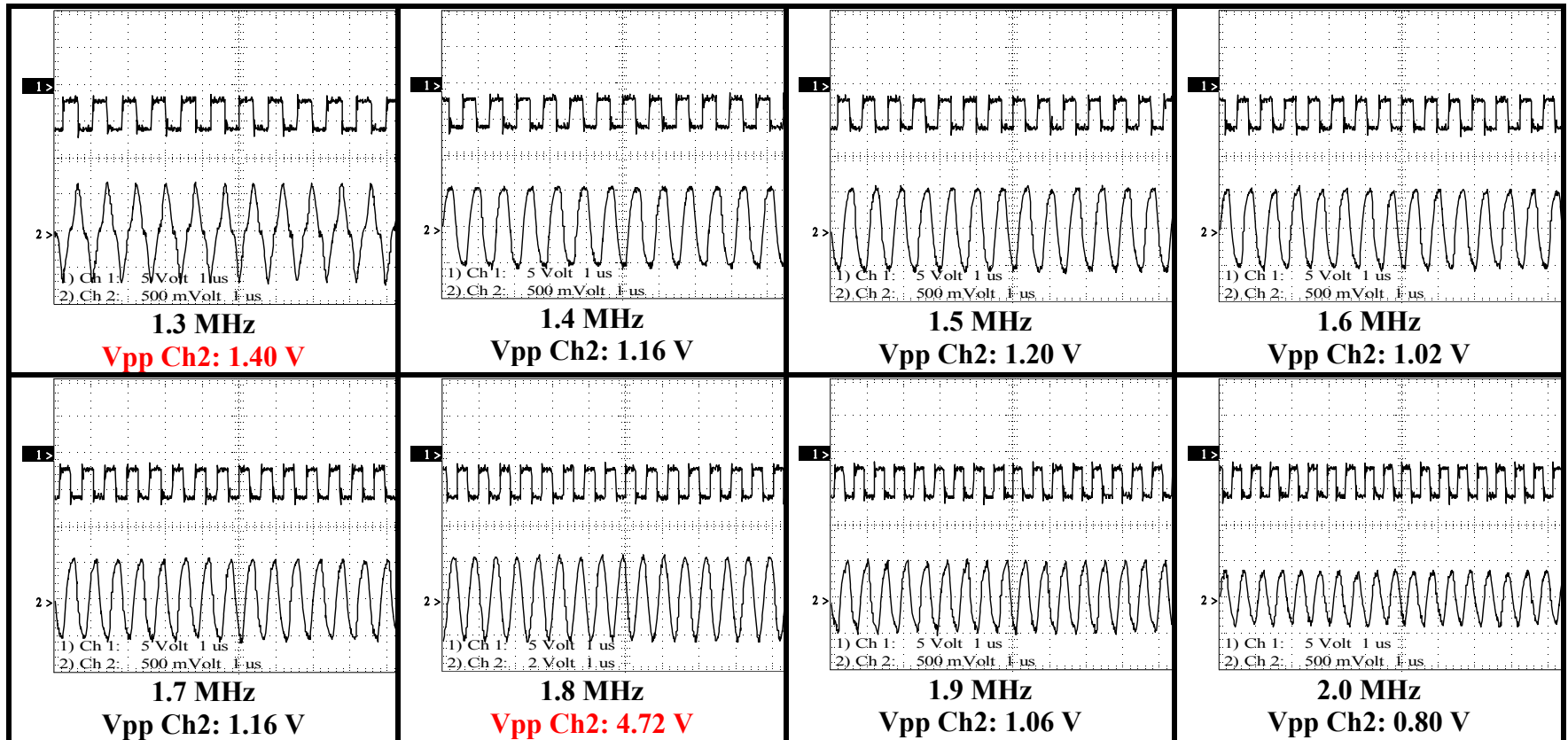


Tabla A.1 Conjunto de mediciones de señal cuadrada



## **Apéndice B. Mediciones de calibración de interferómetro de Michelson y retardos ópticos**

En esta sección se presenta el compendio de dos mediciones. En la tabla B.1 se presenta el resumen de las mediciones para calibrar el interferómetro de Michelson utilizado en el experimento de medición de retardos ópticos de la sección 5.3.2.2.

La tabla B.2 presenta el compendio de las mediciones de los retardos ópticos para los cristales de longitud  $L = 31$  mm, utilizando las velocidades de 0.04 mm/s y 0.05 mm/s según indica el control de velocidad.



	Longitud de onda (m):	1.309E-06									
Medición	Vel. Indicada (m/s)	Vel. Medida (m/s)	Dist. / muestras(m)	Media (muestras)	Desv. Est. (muestras)	Incertidumbre	Coef. de dispersion	Error Vs. Vel ind	Inc. promedio	coef. promedio	Vel. promedio
1	2.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.030E+00	2.443E-08	3.84%	22.145%			
2	2.000E-05	2.443E-05	4.887E-08	2.678E+01	1.018E+00	2.443E-08	3.80%	22.165%			
3	2.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.052E+00	2.443E-08	3.93%	22.155%			
4	2.000E-05	2.452E-05	4.904E-08	2.669E+01	1.816E+00	2.452E-08	6.81%	22.590%			
5	2.000E-05	2.443E-05	4.887E-08	2.678E+01	1.039E+00	2.443E-08	3.88%	22.164%	2.445E-08	4.452E-02	2.445E-05
6	3.000E-05	2.443E-05	4.885E-08	2.679E+01	9.977E-01	2.443E-08	3.72%	18.578%			
7	3.000E-05	2.443E-05	4.887E-08	2.678E+01	1.056E+00	2.443E-08	3.94%	18.555%			
8	3.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.023E+00	2.443E-08	3.82%	18.564%			
9	3.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.042E+00	2.443E-08	3.89%	18.562%			
10	3.000E-05	2.444E-05	4.888E-08	2.678E+01	1.175E+00	2.444E-08	4.39%	18.534%	2.443E-08	3.953E-02	2.443E-05
11	4.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.048E+00	2.443E-08	3.91%	38.929%			
12	4.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.026E+00	2.443E-08	3.83%	38.924%			
13	4.000E-05	2.443E-05	4.887E-08	2.678E+01	1.050E+00	2.443E-08	3.92%	38.918%			
14	4.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.004E+00	2.443E-08	3.75%	38.930%			
15	4.000E-05	2.443E-05	4.886E-08	2.679E+01	1.050E+00	2.443E-08	3.92%	38.925%	2.443E-08	3.866E-02	2.443E-05
16	5.000E-05	4.886E-05	9.772E-08	1.339E+01	6.520E-01	4.886E-08	4.87%	2.282%			
17	5.000E-05	4.886E-05	9.771E-08	1.339E+01	6.478E-01	4.886E-08	4.84%	2.287%			
18	5.000E-05	4.885E-05	9.771E-08	1.340E+01	6.482E-01	4.885E-08	4.84%	2.292%			
19	5.000E-05	4.885E-05	9.770E-08	1.340E+01	6.446E-01	4.885E-08	4.81%	2.296%			
20	5.000E-05	4.885E-05	9.771E-08	1.340E+01	6.487E-01	4.885E-08	4.84%	2.292%	4.886E-08	4.839E-02	4.886E-05
21	6.000E-05	4.884E-05	9.768E-08	1.340E+01	6.456E-01	4.884E-08	4.82%	18.598%			
22	6.000E-05	4.885E-05	9.769E-08	1.340E+01	6.408E-01	4.885E-08	4.78%	18.589%			
23	6.000E-05	4.886E-05	9.771E-08	1.339E+01	6.488E-01	4.886E-08	4.84%	18.573%			
24	6.000E-05	4.886E-05	9.771E-08	1.340E+01	6.442E-01	4.886E-08	4.81%	18.575%			
25	6.000E-05	4.886E-05	9.772E-08	1.339E+01	6.356E-01	4.886E-08	4.75%	18.565%	4.885E-08	4.800E-02	4.885E-05
26	7.000E-05	4.886E-05	9.771E-08	1.340E+01	6.440E-01	4.886E-08	4.81%	30.207%			
27	7.000E-05	4.886E-05	9.772E-08	1.339E+01	6.530E-01	4.886E-08	4.88%	30.200%			
28	7.000E-05	4.887E-05	9.773E-08	1.339E+01	6.514E-01	4.887E-08	4.86%	30.190%	4.886E-08	4.849E-02	4.886E-05
29	8.000E-05	7.328E-05	1.466E-07	8.930E+00	5.114E-01	7.328E-08	5.73%	8.399%			
30	8.000E-05	7.328E-05	1.466E-07	8.931E+00	5.073E-01	7.328E-08	5.68%	8.404%			
31	8.000E-05	7.328E-05	1.466E-07	8.931E+00	5.073E-01	7.328E-08	5.68%	8.404%	7.328E-08	5.696E-02	7.328E-05
32	9.000E-05	7.328E-05	1.466E-07	8.930E+00	5.121E-01	7.328E-08	5.73%	18.577%			
33	9.000E-05	7.328E-05	1.466E-07	8.930E+00	5.146E-01	7.328E-08	5.76%	18.573%			
34	9.000E-05	7.430E-05	1.486E-07	8.808E+00	1.159E+00	7.430E-08	13.16%	17.444%	7.362E-08	8.220E-02	7.362E-05
35	1.000E-04	9.771E-05	1.954E-07	6.697E+00	4.910E-01	9.771E-08	7.33%	2.288%			
36	1.000E-04	9.769E-05	1.954E-07	6.699E+00	4.920E-01	9.769E-08	7.34%	2.313%			
37	1.000E-04	9.771E-05	1.954E-07	6.698E+00	4.969E-01	9.771E-08	7.42%	2.293%	9.770E-08	7.365E-02	9.770E-05

Tabla B.1. Mediciones de velocidad del motor.





<b>Dos cristales en serie</b>		<b>Velocidad</b>	<b>4.8855E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3735E-03	5.0645E-01		
2	2.3687E-03	5.1127E-01		
3	2.3661E-03	5.1019E-01		
4	2.3702E-03	5.1699E-01		
5	2.3694E-03	5.0291E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3696E-03</b>
<b>Dos cristales en serie</b>		<b>Velocidad</b>	<b>2.4430E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3759E-03	6.4058E-01		
2	2.3705E-03	4.8385E-01		
3	2.3699E-03	6.3584E-01		
4	2.3706E-03	6.2561E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3717E-03</b>
<b>Primer cristal</b>		<b>Velocidad</b>	<b>4.8855E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3599E-03	4.1540E-01		
2	2.3588E-03	4.1147E-01		
3	2.3577E-03	4.1294E-01		
4	2.3592E-03	4.1441E-01		
5	2.3603E-03	4.1362E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3592E-03</b>
<b>Primer cristal</b>		<b>Velocidad</b>	<b>2.4430E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3577E-03	4.2547E-01		
2	2.3550E-03	4.2539E-01		
3	2.3594E-03	4.2605E-01		
4	2.3584E-03	4.1795E-01		
5	2.3625E-03	4.1871E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3586E-03</b>
<b>Segundo cristal</b>		<b>Velocidad</b>	<b>4.8855E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3735E-03	5.0645E-01		
2	2.3687E-03	5.1127E-01		
3	2.3661E-03	5.1019E-01		
4	2.3702E-03	5.1699E-01		
5	2.3694E-03	5.0291E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3696E-03</b>
<b>Segundo cristal</b>		<b>Velocidad</b>	<b>2.4430E-05</b>	
<b>Medición</b>	<b>Posición del retardo</b>	<b>Valor</b>		
1	2.3748E-03	4.9300E-01		
2	2.3717E-03	4.8385E-01		
3	2.3728E-03	4.8103E-01		
4	2.3645E-03	4.8076E-01		
5	2.3741E-03	4.7905E-01	<b>Pos. Promedio</b>	<b>2.3716E-03</b>

**Tabla B.2 Compendio de mediciones de los retardos ópticos para los cristales con longitud L= 31 mm.**



## **Apéndice C. Mediciones del esquema de modulación por coherencia**

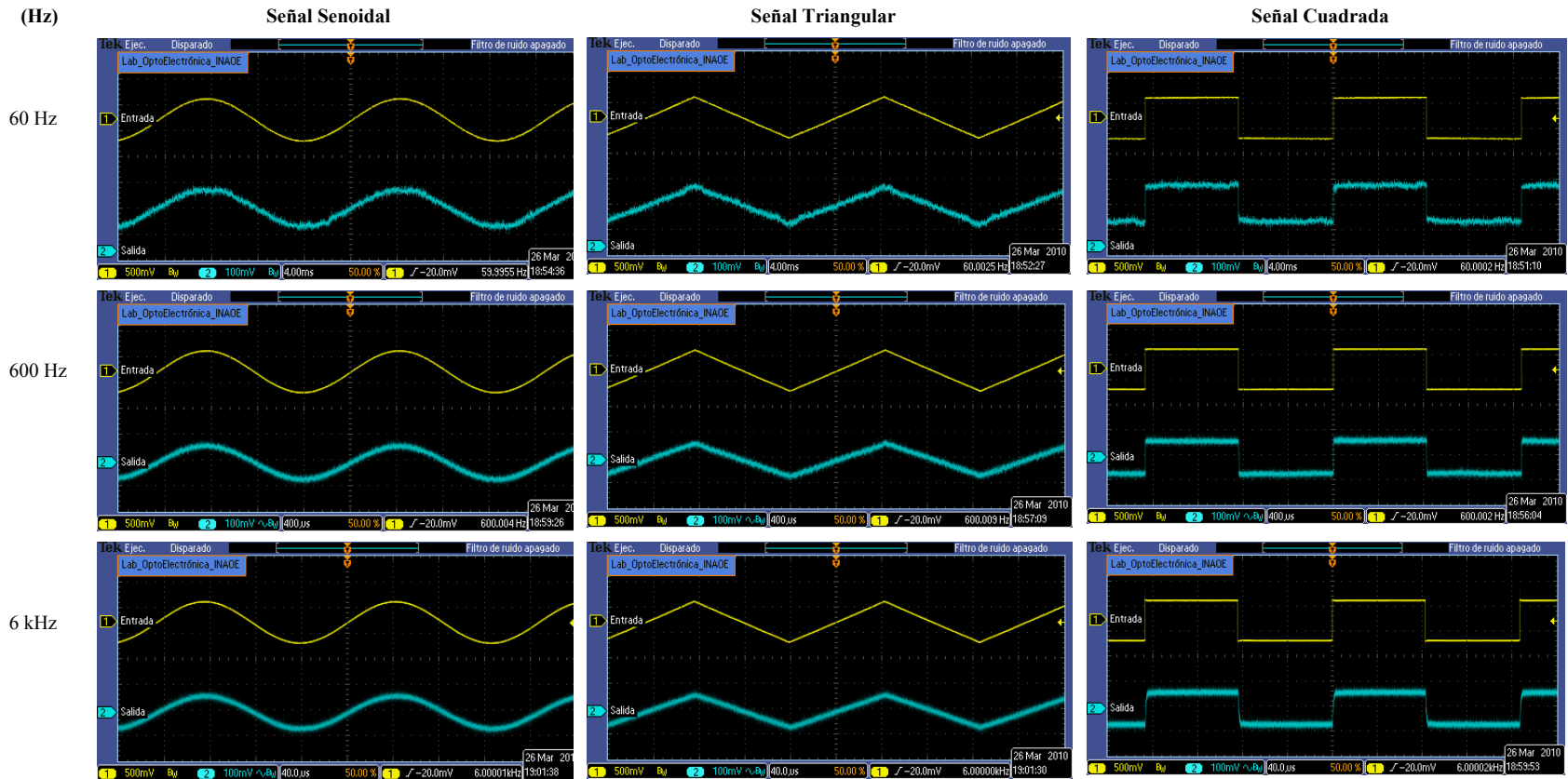
En este apéndice se presenta el compendio de mediciones utilizando el esquema de modulación por coherencia.

La figura C.1 presenta el conjunto de mediciones realizadas para señales senoidal, triangular y cuadrada hasta 100 kHz.

La figura C.2 contiene al conjunto de mediciones de señal senoidal y cuadrada en el rango de 200 a 500 kHz donde se observa la distorsión y atenuación de las señales.



Frec.  
(Hz)



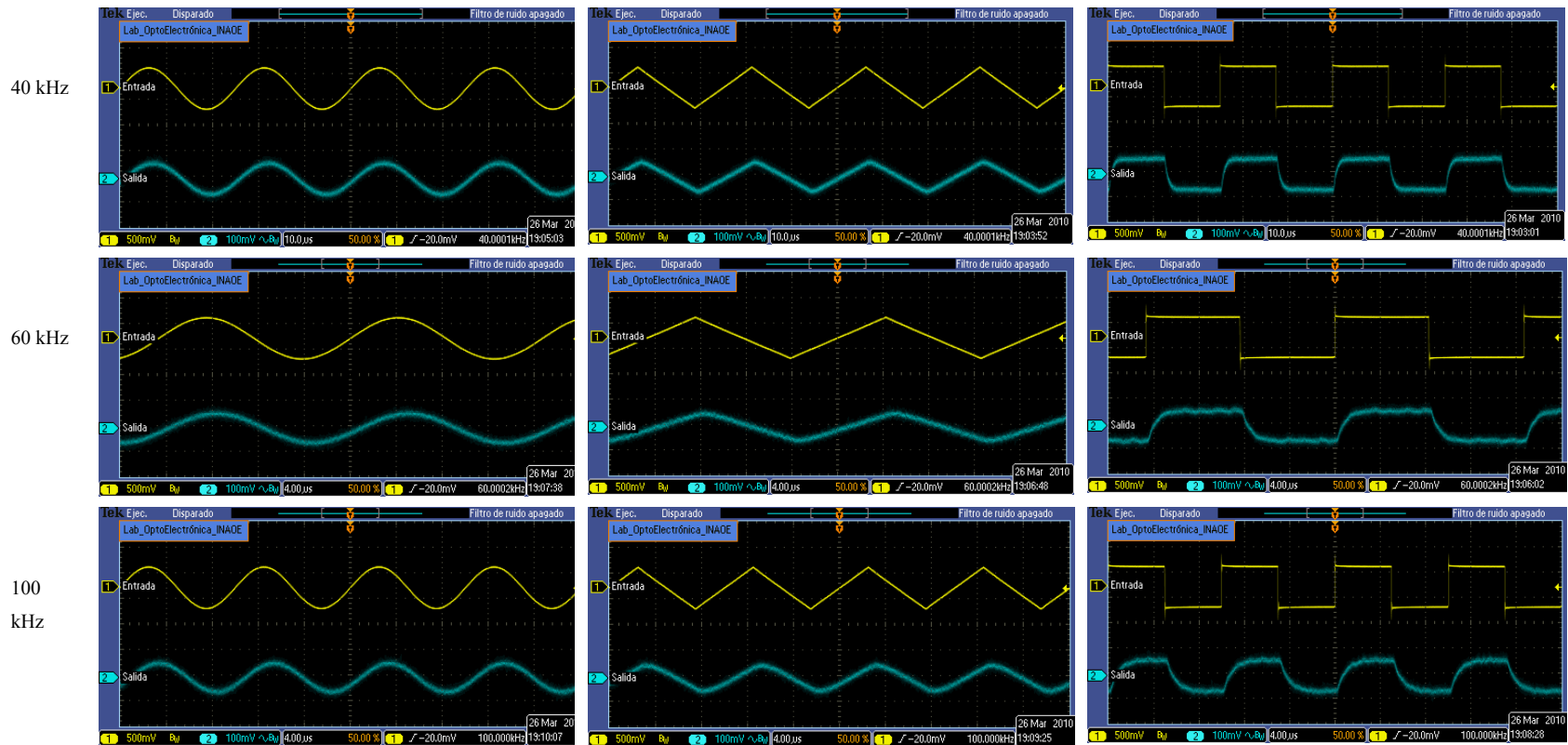


Figura C.1 Mediciones de señal senoidal, triangular y cuadrada en el experimento de modulación por coherencia.

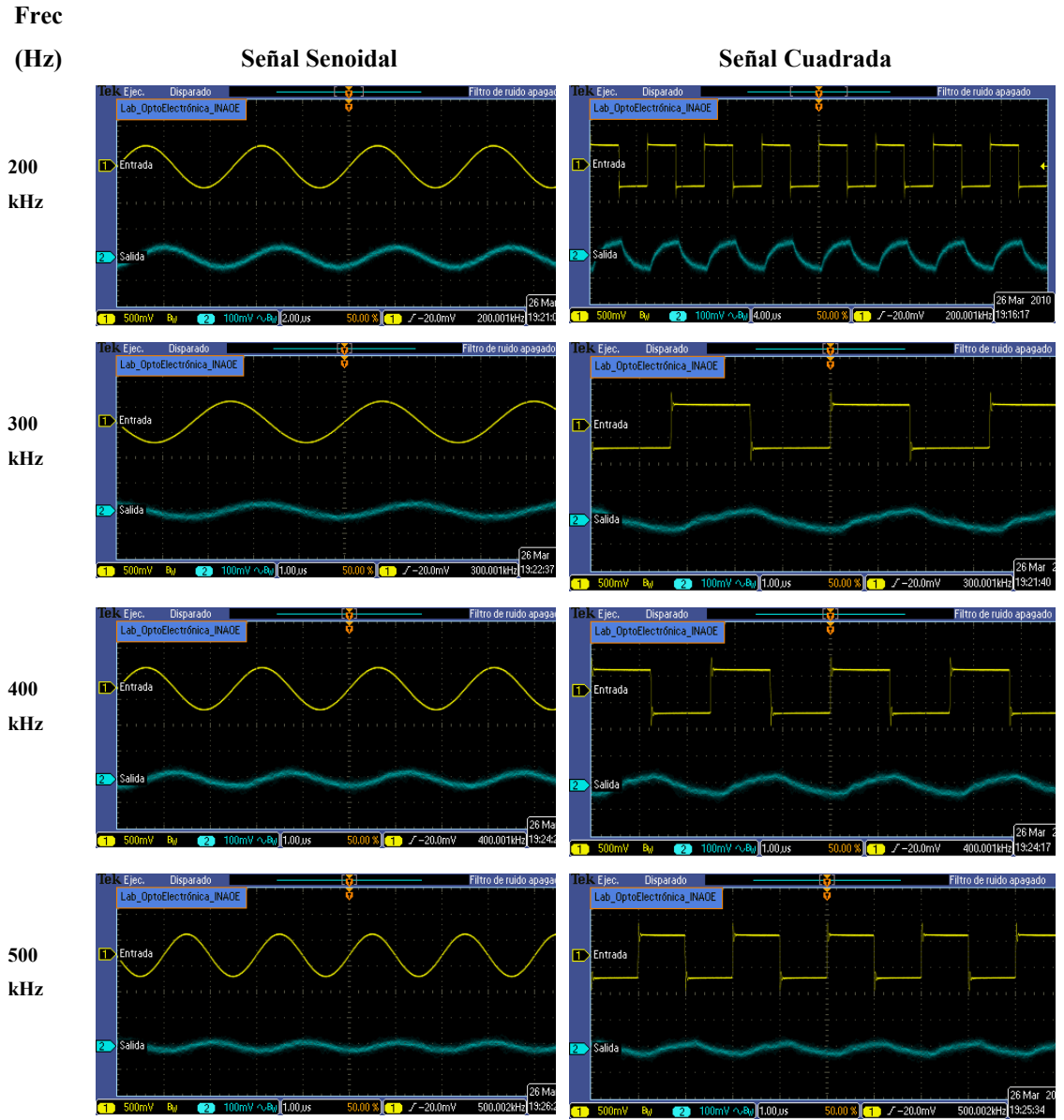


Figura C.2 Mediciones de señal senoidal y cuadrada en el experimento de modulación por coherencia.