TESIS DEFENDIDA POR

Enrique Pacheco Cabrera

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez Director del Comité Dr. Horacio Soto Ortíz Dr. Vassilin Spirin Miembro del Comité Miembro del Comité Dr. Pedro Negrete Regagnon Miembro del Comité

Dr. José Luis Medina Monroy

Jefe del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones

Dr. Luis Alberto Delgado Argote

Director de Estudios de Posgrado

9 de Septiembre del 2002

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR

DE ENSENADA, B.C.



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES

MEDICIONES ESPECTRALES EN LÁSERES DE SEMICONDUCTOR:

MODULACIONES Y RUIDOS EN COMUNICACIONES ÓPTICAS COHERENTES

TESIS

Que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

ENRIQUE PACHECO CABRERA

Ensenada, Baja California, México, Septiembre del 2002.

RESUMEN de la Tesis de **Enrique Pacheco Cabrera**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO en CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California, México. Agosto 2002.

MEDICIONES ESPECTRALES EN LÁSERES DE SEMICONDUCTOR: MODULACIONES Y RUIDOS EN COMUNICACIONES ÓPTICAS COHERENTES

Resumen aprobado por:

Mardietz

Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez Director de Tesis

La radiación emitida por láseres de semiconductor utilizados en telecomunicaciones ópticas presenta inestabilidades en frecuencia y fase ópticas (ruido de fase) inevitables, debidas a procesos cuánticos en la cavidad láser. Si bien la presencia de estas fluctuaciones no afecta a los sistemas de telecomunicaciones ópticas con fotodetección directa (incoherente), sí constituye un ruido que degrada drásticamente el desempeño de los sistemas de telecomunicaciones, especialmente los que utilizan modulación angular, tales como PSK ó FSK óptica

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos con la implementación de una técnica interferométrica auto- heterodina que permite el análisis de las propiedades espectrales de láseres de semiconductor. Se describe la teoría asociada con los conceptos del ruido de fase en láseres de semiconductor, se realizan mediciones de las propiedades espectrales de un láser de *InGaAsP* mediante la utilización de técnicas de medición en el dominio tiempo-frecuencia.

Palabras clave: ruido en láseres de semiconductor, varianza de Allan en láseres, comunicaciones ópticas, interferometría heterodina.

ABSTRACT of the Thesis of **Enrique Pacheco Cabrera**, presented as a partial requirement to obtain the MASTER of SCIENCE degree in ELECTRONICS and TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California, Mexico. August 2002.

SPECTRAL MESUREMENTS IN SEMICONDUCTOS LASERS: MODULATIONS AND NOISES IN COHERENT OPTICAL COMMUNICATIONS

Abstract approved by:

Merdiete

Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez Thesis Advisor

The radiation emitted by semiconductor lasers used in optical telecommunication systems presents unavoidable instabilities in optical frequency and phase (phase noise), due to quantum processes in the laser cavity. Although the presence of these fluctuations doesn't affect the optical telecommunication systems with direct photo-detection (incoherent), it does constitute a noise that drastically degrades the performance of the coherent optical communications systems, especially those that utilize angular modulation, such as optical PSK or FSK.

In this work we present the results from the implementation of a delayed self-heterodyne interferometric technique that allows the analysis of the spectral properties of semiconductor lasers. The theory associated with the concepts of noise in semiconductor lasers is described and finally we carry out measurements on the spectral properties of an *InGaAsP* laser using time-frequency techniques.

Key words: semiconductor laser noise, Allan variance in lasers, optical communications, heterodyne interferometry.

DEDICATORIA

Dedico este trabajo a mis hijos:

Ilse Yunuen([†]), Daniel, Liliana y Paulina

quienes son la bendición más grande que he recibido, mi mejor fuente de inspiración y motivación; y la alegría mas reconfortante.

AGRADECIMIENTOS

A Dios por permitirme vivir un día más, por ser tan generoso conmigo, Gracias Padre.

A Thamy, gracias por tu amor y apoyo durante todos estos años, sin duda que esto es un logro de los dos, gracias por hacer equipo conmigo.

A mi Familia, gracias por su apoyo, cariño y esfuerzo en todo momento, sin duda que saber que están conmigo incondicionalmente hace que todo sea más sencillo.

Al Dr. Mendieta, muchas gracias por su apoyo incondicional, por darme la oportunidad de trabajar a su lado y poder con ello culminar este esfuerzo, siempre se lo agradeceré

Al Comité de Tesis por sus consejos y guía, Dr. Vasilin Spirin, Dr. Pedro Negrete y especialmente al Dr. Horacio Soto, gracias por tu dedicación sin la cual esto no hubiera sido posible.

A todos aquellos que han sido y son parte fundamental en mi vida, gracias por darme la oportunidad de aprender a su lado y ayudarme en mi intento de ser un mejor ser humano. Especialmente a: Sandra, Zam, Julia, Roger, Angélica, Rafa, Alma, Techy, Eva, Beli, Horacio, Julio, Pepe, Alfredo, Jacobo, Robert y Oly.

Con un inmenso cariño a toda mi familia Cicesiana, mis compañeros de trabajo, mis compañeros de aprendizaje, de generación (98-00). A quienes mencionar por lista requeriría otro tanto del escrito y que sin embargo siempre estarán en mi corazón y tendré para ustedes mi gratitud por tanto apoyo y buenos momentos compartidos.

Al Dr, José Luis Medina por su apoyo fundamental sin el cual no me hubiera sido posible obtener este grado.

Al CONACYT gracias por su apoyo económico, sin duda alguno vital para la obtención del grado.

CONTENIDO

I INTRO	DUCCIÓN	1
I.1 PLA	NTEAMIENTO DEL PROBLEMA	2
I.2 OB	ETIVO	2
I.3 Me	TAS	2
I.4 Ore	GANIZACIÓN DEL TRABAJO	3
II PROCE	SO DE EMISIÓN Y PROPIEDADES ESPECTRALES DE LO	DS _
LASERES D	E SEMICONDUCTOR	
II.1 LÁS	seres DFB	7
II.2 LÁS	SER DE CAVIDAD EXTERNA	
II.3 RU	DO EN LÁSERES DE SEMICONDUCTOR	
II.3.1	Tipos de Ruido	
<i>II.3.2</i>	Ruido en Láseres de Semiconductor	
III TECN	VICA INTERFEROMÉTRICA PROPUESTA	19
III.1 INT	RODUCCIÓN	19
III.1.1	Interfencia entre dos Ondas	
III.1.2	Interferómetros	22
III.1.3	Técnicas para la Medición de las Propiedades Espectrales	
III.2 TÉO	NICA PROPUESTA	
III.3 De	TERMINACIÓN DEL ANCHO DE LÍNEA	
III.4 VA	RIANZA DE ALLAN	
III.4.1	Definición de la Varianza de Allan	33
<i>III.4.2</i>	Relación entre la Varianza de Allan y el Interferómetro	
III.5 AN	ÁLISIS EN TIEMPO Y FRECUENCIA	43
IV MON	TAJE EXPERIMENTAL Y RESULTADOS	46
IV.1 DES	SCRIPCIÓN DE LOS COMPONENTES UTILIZADOS	46
IV.2 Res	SULTADOS OBTENIDOS	50
IV.2.1	Caracterización de Componentes y Respuestas del Sistema	50
IV.2.2	Medición del Ancho de Línea	54
IV.2.3	Medición de la Varianza de Allan	61
IV.2.4	Estimaciones Espectrales en Tiempo y Frecuencia	68
V CONCI	USIONES	72
BIBLIOGRA	\FÍA	

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Láser de semiconductor de tipo Fabry-Perot	6
Figura 2. Vista de corte seccional de una estructura de un láser de frecuencia única: (a) El
láser DFB v (b) El láser DBR.	8
Figura 3. Representación esquemática de la cavidad Littrow.	9
Figura 4. Representación esquemática de la cavidad Littman	. 10
Figura 5. Requerimientos geométricos para una cavidad Littman sintonizable	. 11
Figura 6. Señal de un oscilador libre de ruido en el dominio del tiempo	13
Figura 7. Señal de un oscilador degradada por el ruido de fase	13
Figura 8 Procesos típicos de la densidad espectral exponencial para los cinco tipos	s de
ruidos comunes	15
Figura 9 Representación de los cinco tipos de ruido t^{α}	16
Figura 10 Representación gráfica de la ecuación de interferencia	21
Figura 11 Interferómetros	23
Figura 12 Técnica auto-homodina con retardo	25
Figura 13 Técnica auto-heterodina con retardo	26
Figura 14 Diagrama esquemático del sistema implementado	20
Figura 15 Entografía del montaie experimental	. 27
Figura 16 Representación fasorial del campo láser afectado por el ruido de fase	29
Figura 17 Fiemplo de la varianza	32
Figura 18 Ilustración gráfica de la varianza de Allan	35
Figura 19. Fiemplo de utilización de la AVAR para la identificación de ruidos	. 33
Figura 20. Componentes de ruido en el dominio de la frecuencia	38
Figura 21. Eactores de corrección para la medición de la AVAR en el interferómetro:	f(t)
para el componente de ruido blanco $g(t)$ para el componente de ruido de parpadeo	$\frac{J(l)}{42}$
Figura 22 Señales compuestas de tres senoidales de duración finita	$\Lambda\Lambda$
Figura 23. Diagrama del montaje completo	. /6
Figure 24. Estografía del láser utilizado	. +0
Figura 25. Entrografía de elementos utilizados en el experimento	.4/
Figura 26. Eotografía donde se muestra el amplificador (extremo superior izquierdo)	. 4 0 v al
filtro (extremo inferior izquierdo) utilizados a la salida del fotorrecentor	y ei 70
Figure 27 Despueste del sisteme a la selida del feterracenter con al léser de cavi	. 42
avterna anlicado	1040 50
Figure 28 Sañal del láser de cavidad externa a la salida del fotorrecentor con	00 . ام
amplificador de 20dB aplicado	52
Figure 20. Soñal dal lósar de cavidad avtorne e la salida dal fotorrecentor con amplifica	dor
v filtro	1001 52
y IIII.0. Figure 20, Soñal a la solida dal fotorragantor (a) Sin filtro y sin amplificador. (b) Con fi	32 :1tro
rigura 50. Senar a la sanda del fotorreceptor (a) Sin fittro y sin amplificador. (b) Con fi	11110 52
y ampinicauor apricauo.	. 33 56
Figure 22. (a) Laser de aguidad externa (b) Láser DED. Caso con 2.9km de fibre éntice	. 30
Figura 52. (a)Laser de cavidad externa (b)Laser DFB. Caso con 2.8km de fibra áptica	. 31 50
Figura 55. (a)Laser de cavidad externa (b)Laser DFB. Caso con 4km de fibra optica	. 38
Figura 54. Miedicion del ancho de linea	. 39

Figura 35. Forma en que el analizador de tiempo y frecuencia realiza las mediciones	63
Figura 36. Vista frontal del analizador de tiempo y frecuencia	63
Figura 37. Histograma de la adquisición de los datos sin filtro	64
Figura 38. Histograma de la adquisición de los datos con el filtro aplicado	65
Figura 39. Determinación de cuántos valores muestreados están dentro de los límites	66
Figura 40. Lectura típica para la varianza de Allan	67
Figura 41. Medición de tiempo y frecuencia sin filtro.	68
Figura 42. Medición de tiempo y frecuencia con filtro aplicado	69
Figura 43. Medición en tiempo y frecuencia, vista ampliada	70
Figura 44. Medición de tiempo y frecuencia para un láser DFB	71

LISTA DE TABLAS.

Tabla I.	Valores del retardo po	r efecto de la lon	gitud de la fibi	ra óptica	54
Tabla II.	Intervalos típicos de l	a medición de la	varianza de A	llan	67

MEDICIONES ESPECTRALES EN LASERES DE SEMICONDUCTOR: MODULACIONES Y RUIDOS EN COMUNICACIONES OPTICAS COHERENTES

I INTRODUCCIÓN

La radiación emitida por láseres de semiconductor InGaAsP utilizados en telecomunicaciones ópticas presenta inestabilidades en frecuencia y fase ópticas (ruido de fase) inevitables, debidas a procesos cuánticos en la cavidad láser.

Si bien la presencia de estas fluctuaciones no afecta substancialmente a los sistemas de telecomunicaciones ópticas con fotodetección directa (incoherente), sí constituye un ruido que degrada drásticamente el desempeño de los sistemas de telecomunicaciones ópticas coherentes, especialmente los que utilizan modulación angular, tales como PSK ó FSK óptica.

En efecto, en comunicaciones ópticas coherentes, tanto el láser que se utiliza como fuente de información modulada, como el láser que constituye el oscilador local, contribuyen al ruido de fase en la señal (eléctrica) en frecuencia intermedia, produciendo una degradación en la tasa de error de bit para una potencia óptica recibida dada.

Es, por lo tanto, de gran importancia el estudio y la caracterización de las propiedades espectrales de este tipo de láseres.

I.1 Planteamiento del Problema

Diversas métodos han sido propuestos en la literatura para la medición de propiedades espectrales de láseres de semiconductor monofrecuenciales usados en telecomunicaciones ópticas, tales como: espectrometría óptica, interferometría Fabry – Pérot, interferometría por fibra óptica con fuente óptica estándar de referencia, entre otras.

En este trabajo se propone un sistema interferométrico de tipo Mach – Zhender con fibra óptica y con fotodetección heterodina, lo que tiene como atractivos:

- a) No necesita de una fuente estándar de referencia,
- b) El tratamiento de la señal es en una frecuencia intermedia,
- c) Posee muy buena resolución espectral al usar grandes longitudes de fibra óptica.

I.2 Objetivo

Inferir propiedades espectrales de un láser de semiconductor, a partir de mediciones frecuenciales y temporales en la señal eléctrica resultante en un esquema interferométrico heterodino con fibra óptica.

I.3 Metas

- Estudio del proceso de emisión óptica por láseres de semiconductor de InGaAsP, particularizando sobre las propiedades espectrales fundamentales.
- Proposición de una técnica interferométrica heterodina con fibra óptica para la caracterización de estas propiedades.

- Realización de un montaje óptico-electrónico para la implementación práctica del interferómetro.
- Efectuar mediciones en tiempo y frecuencia sobre la señal en frecuencia intermedia con lo cual se podrá obtener:
 - El espectro del campo óptico, así como el ancho de línea.
 - La varianza de Allan en el campo óptico.
 - El espectro de las fluctuaciones de fase y frecuencia ópticas.

I.4 Organización del Trabajo

En el capítulo II se describe el proceso de emisión óptica para láseres de semiconductor, particularizando sobre las propiedades espectrales fundamentales en el campo eléctrico de la luz emitida. Así mismo se comenta el impacto que estas propiedades espectrales tienen sobre un sistema de telecomunicaciones ópticas coherentes.

En el capítulo III se describe la técnica interferométrica heterodina propuesta con fibra óptica para la caracterización de estas propiedades espectrales, así como el análisis tiempo y frecuencia utilizado para la medición de dichas propiedades.

En el capítulo IV se describe el montaje experimental realizado, los elementos diseñados, y las diferentes mediciones que se realizaron. Se presenta también un análisis de los resultados obtenidos.

Finalmente en el capítulo V se presentan las conclusiones que sobre el trabajo realizado se obtuvieron.

II PROCESO DE EMISIÓN Y PROPIEDADES ESPECTRALES DE LOS LÁSERES DE SEMICONDUCTOR

Un material semiconductor puede emitir luz, como resultado de una recombinación de electrones-huecos. Sin embargo, los materiales con capacidad de emitir luz, no producen iluminación a la temperatura ambiente debido a que la concentración de los electrones y huecos termalmente excitados son demasiado bajos para producir una radiación discernible. Se puede utilizar una fuente externa de energía para excitar pares de electrón-hueco en un numero suficiente tal que se produce una cantidad grande de radiación debida a recombinación espontánea, lo que causa que el material genere luminiscencia. Una manera practica de lograr esto es mediante la polarización directa de una unión tipo p-n, lo cual tiene un efecto de inyección de electrones y huecos dentro de la misma región de espacio, la radiación recombinada resultante es entonces llamada electroluminiscencia.

El proceso de emisión óptica del láser de semiconductor del tipo InGaAsP, está determinado a partir de la consideración que éste es un amplificador óptico provisto con una trayectoria para la retroalimentación óptica. En esencia se trata de una unión p-n altamente dopada polarizada directamente, fabricada con un material semiconductor. La corriente de inyección es lo suficientemente grande para proveer ganancia óptica. La retroalimentación óptica se provee a través de espejos, que se obtienen normalmente al cortar el material semiconductor a lo largo de los planos del cristal; la diferencia entre los índices de refracción entre el material y el aire permite que actúen como reflectores. Luego

entonces el cristal semiconductor actúa a la vez como un medio de ganancia y como un resonador óptico de tipo Fabry-Perot. Previendo un coeficiente de ganancia lo suficientemente grande, la retroalimentación convierte al amplificador óptico en un oscilador óptico (un láser). En la figura 1 se muestra el esquema de un láser de semiconductor de tipo Fabry-Perot de unión tipo p-n con dos superficies paralelas que actúan como reflectores.



Figura 1. Láser de semiconductor de tipo Fabry-Perot

Existen cuatro eficiencias asociadas con los láseres de semiconductor, la eficiencia cuántica interna η_i que plantea el hecho de que sólo una fracción de las recombinaciones electrón - hueco son por naturaleza radiativas. La eficiencia de emisión o transmitancia η_e que determina el que sólo una pequeña fracción de la luz generada en la región de la unión puede escapar del medio de índice alto. La eficiencia externa diferencial cuántica

 $\eta_d = \eta_i \eta_e$ que explica los efectos de ambos; y la eficiencia de conversión de potencia η , que es la eficiencia total, esta nos permite determinar el porcentaje de energía que efectivamente se convierte en luz, el resto se disipará como calor [Saleh, 1991].

II.1 Láseres DFB

El principio implicado con los láseres de frecuencia única es el de poder realizar una adecuada discriminación entre el modo deseado y todos los modos no deseados de la cavidad láser. Después de varios años de desarrollo, la operación de frecuencia única fue lograda mediante el uso de reflectores o rejillas de Bragg, las cuales proveen una retroalimentación óptica para la acción de laseo (lasing) en lugar de las facetas. Estas estructuras son conocidas como láseres de retroalimentación distribuida (DFB Distributed Feedback Bragg) o como láseres de reflector de Bragg distribuido (DBR Distributed Bragg Reflector). En la figura 2 se muestran estas estructuras. En el caso de las estructuras láser DFB, la rejilla o región corrugada está construida dentro de la región activa de bombeo del láser. La retroalimentación ocurre basada en el principio de difracción de Bragg, con el acoplamiento de las ondas propagadas hacia delante y atrás. En el caso del láser DBR, la retroalimentación no tiene lugar dentro de la región activa de bombeo, sino que lo hace al final de la región del láser DBR. La obtención del Modo Único Longitudinal (SLM Single Longitudinal Mode) es alcanzada si el periodo espacial de la rejilla de longitud L se escoge como [Papannareddy, 1997]:

$$\Lambda = \frac{L\lambda_B}{2n} \tag{1}$$

donde:

 λ_{B} = Longitud de Onda de Bragg Operativa

L = Largo de la Cavidad

n = Indice de Refracción del Medio de la Rejilla.



Figura 2. Vista de corte seccional de una estructura de un láser de frecuencia única: (a) El láser DFB y (b) El láser DBR.

II.2 Láser de Cavidad Externa

Los láseres de cavidad externa pueden proveer una variedad de longitudes de onda con un rango de sintonización moderado, muy angosto ancho de línea y una gran estabilidad en frecuencia. Las configuraciones de cavidad externa dominantes son las de Littrow y la de Littman. El diagrama esquemático de la primera se muestra en la figura 3 y la figura 4 muestra el segundo (Day, 1990).



Figura 3. Representación esquemática de la cavidad Littrow.

En ambas cavidades una de las facetas del diodo láser es una cubierta anti-reflejante para suprimir el auto-laseo (self-lasing). De esta forma el diodo sirve como un medio de ganancia para la cavidad externa. Se usan elementos para seleccionar la frecuencia de forma que provean ganancia a sólo uno de los modos de la cavidad externa para una operación de modo único.



Figura 4. Representación esquemática de la cavidad Littman.

En la cavidad Littman se emplea una cavidad de doble paso de incidencia que naturalmente permite alcanzar la supresión multi-modal. El ángulo del espejo viene a ser el mecanismo de sintonización y la salida del láser es la reflexión de la rejilla de orden cero.

En la figura 5 se muestran los requerimientos geométricos para una cavidad de tipo Littman. El punto de pivote enlaza la fuente, la rejilla y el espejo de forma tal que al ajustar el espejo alrededor de este punto se satisfacen los requisitos para la sintonización en modo único sin saltos.



Figura 5. Requerimientos geométricos para una cavidad Littman sintonizable.

Las características espectrales del campo emitido por un láser de semiconductor son fuertemente modificadas cuando una parte de la potencia de salida es reflejada hacia el interior de la cavidad activa. Cuando una parte η de la potencia del campo emitido es reflejada hacia la cavidad láser después de un tiempo de propagación t_e, los efectos sobre las características espectrales de la frecuencia de oscilación y del campo emitido pueden determinarse introduciendo un término suplementario en el modelo de excitación descrito en Mendieta [1995], así se puede apreciar que la cavidad externa produce fácilmente una inestabilidad en la oscilación a causa de la aparición de saltos del modo longitudinal. Esto es, la relación de fase entre el campo interno y la onda reflejada fluctúa fácilmente por inestabilidades mecánicas y de temperatura.

La retroalimentación realizada con una rejilla permite mantener una oscilación limitada a un solo modo longitudinal. La sintonía de la frecuencia de oscilación del modo deseado es entonces posible. El inconveniente de este tipo de retroalimentación es la degradación de las características de modulación directa de frecuencia. La utilización de una cavidad externa formada por una fibra óptica permite disminuir las exigencias sobre la estabilidad mecánica y las dimensiones generales del dispositivo.

II.3 Ruido en Láseres de Semiconductor

II.3.1 Tipos de Ruido

Existen muchos factores que degradan la estabilidad en frecuencia de un oscilador, o de cualquier fuente de referencia de alta estabilidad. Dentro de esto, toda aquella variación o modificación no deseada o ajena a la frecuencia fundamental y a su pureza espectral se considera como ruido. La presencia del ruido modifica las características de la señal ideal afectando en diferentes medidas dependiendo el origen y características especificas de la señal en cuestión. Esto lo podemos apreciar si por ejemplo tomamos la ecuación que describe fundamentalmente a cualquier oscilador:

$$f(t) = Asen[\omega t + \phi(t)]$$
⁽²⁾

donde : A es el factor escalar de magnitud (el cual puede ser variante en el tiempo) y $\phi(t)$ es el ruido de fase modulado. La situación ideal es que el término representado por ϕ sea igual a cero. La señal resultante se aprecia en la figura 6, la cual podemos denominar como una señal libre de ruido en el dominio del tiempo.



Figura 6. Señal de un oscilador libre de ruido en el dominio del tiempo.

Por el contrario si la señal ϕ es diferente de cero, se genera una degradación visible de la señal fundamental, lo cual se puede apreciar en la figura 7, que representa a la señal anterior con el valor de ϕ diferente de cero y con valores aleatorios.



Figura 7. Señal de un oscilador degradada por el ruido de fase.

Aunque existen diversas maneras de catalogar los ruidos no determinísticos o estocásticos, en la literatura de tiempo y frecuencia es muy común listarlos de la siguiente forma:

- 1. Ruido blanco de fase.
- 2. Ruido de parpadeo de fase
- 3. Ruido blanco de frecuencia
- 4. Ruido de parpadeo de frecuencia
- 5. Ruido de corrimiento aleatorio en frecuencia (random walk)

Matemáticamente estos procesos de ruido tienen la relación de densidad espectral exponencial mostrada en la figura 8, en esa misma figura, se aprecia la forma de onda temporal característica de cada tipo de ruido del 1 al 5, notando que la variación de amplitud con respecto al tiempo crece más lentamente. De forma general se puede decir que, en el caso de las variaciones temporales del espectro de tipo f^3 y f^4 a factores ambientales tales como las fluctuaciones en temperatura, choque mecánico, entre otros. Mientras que las variaciones más rápidas representadas por f^0 y f^1 se deben a procesos mayormente relacionados con las características internas del dispositivo y en el caso de los diodos láser, sobre todo a la emisión espontánea.

Espectros Exponenciales Simulados



Figura 8. Procesos típicos de la densidad espectral exponencial para los cinco tipos de ruidos comunes.

En la figura 9, se pueden apreciar los diferentes tipos de ruidos y su distribución en términos de la frecuencia y su densidad espectral.



Figura 9. Representación de los cinco tipos de ruido f^{α}

II.3.2 Ruido en Láseres de Semiconductor

Las características de ruido de los láseres de semiconductor usados en sistemas de comunicaciones son de acuerdo con Papannareddy [1997]: el ancho de línea espectral, el ruido de intensidad relativo, la distorsión por ínter modulación, el ruido modal y el ruido de partición, aunque estos tres últimos son importantes siempre y cuando se considere la aplicación del láser en cuestión en un sistema de comunicaciones.

Así las características espectrales en un láser están directamente relacionadas a las fluctuaciones de fase del campo óptico. Las fluctuaciones de fase surgen debido al ruido por la emisión espontánea, por lo cual al aumentar la potencia del láser, el ancho de línea del láser decrece, esto debido a que la emisión espontánea se vuelve menos significativa a densidades más grandes de fotones. También el ancho de línea decrece con la longitud del láser porque las pérdidas efectivas por unidad de longitud decrecen. El espectro resultante del ruido de fase está aproximado por una forma Lorenziana dada por:

$$S(f) = \frac{P_0}{1 + \left[\frac{2(f - f_0)}{\Delta v}\right]^2}$$
(3)

Donde:

 $P_0 =$ Potencia de salida

 $\Delta v =$ Ancho de línea espectral

Por su parte el ruido de intensidad relativo (RIN Relative Intensity Noise) mide las fluctuaciones de intensidad en la salida del láser. Está determinado por una razón entre la potencia media cuadrática total del ruido blanco (p_n^2) por ancho de banda unitario (B) y la potencia promedio de salida del láser (p²), medido en términos de decibeles por Hertz; dado por (Petermann, 1988).

$$RIN = \frac{\left\langle p_n^2 \right\rangle}{p^2 B} \tag{4}$$

El ruido RIN decrece con la potencia óptica promedio de salida. Un valor típico del RIN para un láser de semiconductor es –156dB/Hz a 1mW de potencia.

Sin embargo la consideración inicial que hacemos del láser de semiconductor es la de tomarlo en principio como un oscilador de referencia. Partiendo de ello podemos asumir

que las principales características de desempeño en términos de ruido son las mismas que afectan en esencia a cualquier oscilador de referencia con las correspondientes particularidades propias de la naturaleza de un semiconductor. Así desde este punto de vista el comportamiento del ancho de línea, el ruido de frecuencia y la estabilidad nos permiten en principio caracterizar al láser de semiconductor espectralmente.

El ruido de frecuencia en los diodos láser de semiconductor, consiste de al menos dos componentes: el ruido blanco dependiente de la potencia y el ruido de parpadeo 1/f (flicker) independiente de la potencia, ambos generados principalmente debido a la emisión espontánea. Dado que el primero degrada el desempeño en la tasa de error de bit de un sistema de comunicaciones ópticas coherentes es importante su determinación y mecanismos para su reducción, siendo la medición del ancho de línea empleando una técnica de medición basada en un interferómetro auto heterodino con línea de retardo, el método más popular para obtener una medición precisa del componente de ruido blanco.

Por otro lado la componente generada por el ruido de parpadeo se ha venido resaltando por su efecto secundario; se ha demostrado que éste restringe la resolución en el procedimiento de la estimación del ruido blanco basado en la medición del ancho de línea [Ishida, 1990].

III TECNICA INTERFEROMÉTRICA PROPUESTA

III.1 Introducción

Cuando dos o más ondas ópticas se presentan simultáneamente en la misma región espacial, el campo total es la suma de los campos ópticos individuales. Este principio básico de superposición se basa en la linealidad de la ecuación de propagación. Para ondas monocromáticas de la misma frecuencia, el principio de superposición se aplica también para amplitudes complejas. Esto es consistente con la linealidad de la ecuación de Helmholtz [Saleh, 1991].

El principio de superposición no aplica a la intensidad óptica. La intensidad de la superposición de dos o más ondas no es necesariamente la suma de sus intensidades. La diferencia es atribuida a la interferencia entre estas ondas. La interferencia no puede ser explicada sobre la base de la óptica de rayos dado que es dependiente de la relación de fase entre las ondas superpuestas.

III.1.1 Interfencia entre dos Ondas

Para poder establecer la definición de la interferencia entre dos ondas, tomemos el caso cuando las dos ondas son monocromáticas, así cuando dos de estas ondas de amplitudes complejas $U_1(\mathbf{r})$ y $U_2(\mathbf{r})$ son superpuestas, el resultado es una onda monocromática de la misma frecuencia y amplitud compleja:

$$U(r) = U_1(r) + U_2(r)$$
(5)

En concordancia con la intensidad óptica de una onda monocromática que es el valor absoluto cuadrático de su amplitud compleja y que se representa por:

$$I(r) = |U(r)|^2 \tag{6}$$

las intensidades de las ondas constituyentes son $I_1(r) = |U_1(r)|^2$ y $I_2(r) = |U_2(r)|^2$, siendo entonces expresada la intensidad total como:

$$I = |U|^{2} = |U_{1} + U_{2}|^{2} = |U_{1}|^{2} + |U_{2}|^{2} + U_{1}^{*}U_{2} + U_{1}U_{2}^{*}$$
(7)

Por simplicidad se ha omitido la dependencia explicita con r. Substituyendo...

$$U_1 = I_1^{1/2} \exp(j\varphi_1)$$
 y $U_2 = I_2^{1/2} \exp(j\varphi_2)$ (8)

en la ecuación 3, donde ϕ_1 y ϕ_2 son las fases de las dos ondas, se obtiene

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \varphi$$
(9)

donde:

$$\boldsymbol{\varphi} = \boldsymbol{\varphi}_2 - \boldsymbol{\varphi}_1$$

A esta relación se le denomina la ecuación de interferencia y puede apreciarse gráficamente en el diagrama fasorial de la figura 10, donde se demuestra que la magnitud del fasor U es sensible a la diferencia de fase φ , y no solo a las magnitudes de los fasores constituyentes.



Figura 10. Representación gráfica de la ecuación de interferencia.

Cuando las dos ondas son de frecuencias ópticas diferentes v_1 y v_2 , rescribiendo la ecuación 9 podemos expresar:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos[2\pi (v_2 - v_1)t]$$
(10)

Así podemos ver que la intensidad varía sinusoidalmente a la diferencia de frecuencias v_2 - v_1 la cual es llamada frecuencia de batimiento (beat frequency). El efecto generado es llamado mezcla óptica y en el detector solo se registrará una señal eléctrica a dicha diferencia de frecuencias similar al proceso de heterodinacion radio-eléctrico.

La intensidad de la suma de las dos ondas es no solo la suma de las intensidades, sino que se presenta un termino adicional, atribuido a la interferencia entre las dos ondas (tercer termino de la ecuación 7). Este termino puede ser positivo o negativo, correspondiendo a la interferencia constructiva o destructiva respectivamente. Si por ejemplo $I_1 = I_2 = I_0$, entonces:

$$I = 2I_0 \left(1 + \cos \varphi \right) \tag{11}$$

por lo que si $\varphi = 0$, entonces $I = 4I_0$, esto quiere decir que la intensidad total es cuatro veces la intensidad de cada una de las ondas superpuestas. Para $\varphi = \pi$, la superposición de las ondas hace que se cancelen mutuamente por lo que la intensidad total será cero. Cuando $\varphi = \pi / 2$ o $3\pi/2$, él termino de interferencia lleva a tener una intensidad igual a la suma de las intensidades constituyentes o sea: $I = 2I_0$. La dependencia de la intensidad con la diferencia de fase φ , nos permite medir las diferencias de fase mediante la detección de la intensidad de la luz.

III.1.2 Interferómetros

Un interferómetro es un instrumento óptico que divide una onda en dos usando un divisor de haz, retarda de forma desigual estas ondas, redirecciona éstas usando algún elemento óptico, las recombina mediante el uso de otro divisor de haz (o el mismo) y detecta la intensidad de la superposición. En la figura 11 se muestran los ejemplos de tres tipos importantes de interferómetros, en (a) el Mach-Zehnder, en (b) el Michelson y en (c)

el Sagnac. En estos, una onda Uo es dividida en dos ondas U1 y U2. Después de viajar a través de diferentes trayectorias, las ondas se recombinan en una onda superpuesta U = U1 + U2, cuya intensidad es registrada. En el Interferómetro de Sagnac las ondas viajan a través de la misma trayectoria pero en direcciones opuestas.



Figura 11. Interferómetros.

Dado que la intensidad *I* es sensitiva a la fase...

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{2\pi n d}{\lambda_o} = \frac{2\pi n v d}{c_o}$$
(12)

donde:

d = diferencia de distancias que viajan las dos ondas.

n = índice de refracción.

 c_0 = velocidad de la luz en el vacío.

v = frecuencia óptica.

 $\lambda_{o} =$ longitud de onda.

el interferómetro puede ser usado para medir pequeñas variaciones de la distancia, el índice de refracción, o la longitud de onda (o la frecuencia).

III.1.3 Técnicas para la Medición de las Propiedades Espectrales

Existen un buen número de métodos y técnicas para la medición y caracterización de las propiedades espectrales de los láseres de semiconductor. El método más simple involucra el uso de un monocromador. En éste la luz de entrada es dispersada por una rejilla pasando solo una pequeña porción del espectro a través de la rendija de salida. Aunque depende principalmente del poder dispersivo de la retícula, el largo del dispositivo y el ancho de la rendija de salida; una particular ventaja de este es que la longitud de onda puede ser medida de forma absoluta. Su resolución es típicamente de 0.1 nm.

Para mediciones de mayor resolución puede usarse un interferómetro Fabry-Perot. Este instrumento consiste de dos espejos altamente reflectivos espaciados a una distancia L. A frecuencias espaciadas por c/2L (donde c es la velocidad de la luz) ocurre resonancia interferométrica. Este espaciamiento es llamado el Rango Libre Espectral (RLE) y debido a que este interferómetro tiene picos múltiples de transmisión, es útil solo para medir espectros más angostos que el RLE. Su resolución está típicamente en el intervalo de frecuencias de 1 a 100 MHz, dependiendo del largo de la cavidad y la reflectividad de los dos espejos.

Para una mayor resolución en la medición del ancho de línea, una técnica popular es la de auto-homodino/heterodino con retardo. El montaje experimental típico se muestra, en la figura 12 el método auto-homodino con retardo y en la figura 13 el auto-heterodino con retardo.



Figura 12. Técnica auto-homodina con retardo.

El método auto-heterodino con retardo, tiene adicionado un modulador acustoóptico (MAO) para evitar el ruido de baja frecuencia del detector óptico. La luz se divide en dos haces, uno de los cuales viaja por la línea de retardo. Los dos haces se recombinan y se detectan en un fotodiodo. La señal detectada se envía a un analizador de espectros. Si el tiempo de retardo es más grande que el tiempo de coherencia del haz láser, se muestra el doble del ancho de línea del láser. La resolución está determinada por el tiempo de retardo ln/c [Ikegami, 1995].



Figura 13. Técnica auto-heterodina con retardo.

III.2 Técnica Propuesta

Para poder realizar la caracterización de las propiedades espectrales descritas, en este trabajo se propone la utilización del esquema de la figura 14. Por su parte la figura 15 es una fotografía del sistema implementado en el laboratorio. Este es un sistema interferométrico del tipo Mach-Zender con fibra óptica y fotodetección auto-heterodina, lo que tiene como atractivos:

- 1. No necesita de una fuente estándar de referencia.
- 2. El tratamiento de la señal es en una frecuencia intermedia lo que simplifica notablemente las mediciones.
- 3. Posee muy buena resolución espectral al usar grandes longitudes de fibra óptica.



Figura 14. Diagrama esquemático del sistema implementado.



Figura 15. Fotografía del montaje experimental.
III.3 Determinación del Ancho de Línea

La pureza en la frecuencia del láser es el factor más importante para evaluar su desempeño cuando se usa como una portadora de alta frecuencia. El ancho de línea y el ruido en frecuencia y fase del láser son los parámetros usuales para la caracterización de la pureza en frecuencia. El ruido en frecuencia medido contiene una contribución por el ancho de línea, y éste es estimado por los parámetros del tiempo medido. La única excepción es cuando el ruido en frecuencia es ruido blanco; en este caso el perfil espectral se obtiene como una forma de tipo Lorentziana. En todos los demás casos, la varianza de Allan corresponde al ruido en frecuencia (las fluctuaciones) en la región del tiempo. El ancho de línea, el ruido en frecuencia y la varianza de Allan están relacionados entre sí como se discute en la sección III.4.

Schawlow y Townes predijeron que la forma espectral del campo láser podía ser Lorentziana debido esencialmente a que es un efecto de la transformada de Fourier de una función harmónica con decaimiento exponencial y que este se angosta inversamente proporcional con la potencia del láser. El ancho de línea de un láser de semiconductor fue inicialmente medido por Fleming y Mooradian. Ellos corroboraron lo expresado por Schalow y Townes, pero encontraron que el ancho de línea era 50 veces más ancho del esperado. Henry introdujo el factor de ensanchamiento del ancho de línea y dio con ello una explicación física a este ancho [Ikegami, 1995]. Analizado esto con mayor detalle se puede afirmar que el campo emitido por un láser estabilizado en amplitud y funcionando muy por encima del umbral es afectado por fluctuaciones de fase (ruido de fase) producidas por la emisión espontánea, esto produce un ensanchamiento espectral del campo emitido. La razón fundamental del ensanchamiento espectral de un modo único de emisión estimulada es la coexistencia con la emisión espontánea: el campo total emitido es la suma de la contribución preponderante y casi determinística de la emisión estimulada y de la contribución mucho mas débil, pero aleatoria de la emisión espontánea. Esta última produce fluctuaciones ΔI de la intensidad I del campo total emitido y fluctuaciones $\Delta \phi$ de fase ϕ responsables del ancho espectral. Esto se aprecia en la figura 16, donde se muestra la representación fasorial del campo láser afectado por fluctuaciones aleatorias de fase [Mendieta, 1995]



Figura 16. Representación fasorial del campo láser afectado por el ruido de fase.

Sea $I^{1/2} \exp j\phi$ el campo emitido normalizado para que I sea igual al número promedio de fotones estimulados en la cavidad. El cambio de fase $\Delta \phi_{\rm I}$ producido por el iésimo fotón espontáneo, es decir, por la adición de un campo de amplitud unitaria y de fase $\phi + \theta_{\rm I}$ es:

$$\Delta\phi_i = \frac{sen\theta_i}{I^{1/2}} \tag{13}$$

Si se designa con N_{sp} el número de fotones emitido espontáneamente por unidad de tiempo, la fluctuación total de fase $\Delta \phi$ correspondiente a $N_{sp} \bullet \tau$ emisiones espontáneas es:

$$\Delta \phi = \sum_{i=1}^{N_{sp} \cdot \tau} \frac{sen\theta_i}{I^{1/2}} \tag{14}$$

Los ángulos θ_I están evidentemente uniformemente distribuidos en el intervalo [0, 2π], tenemos entonces en promedio:

$$\left\langle \Delta \phi \right\rangle = 0 \quad , \quad \left\langle \left(\Delta \phi \right)^2 \right\rangle = \frac{N_{sp} \cdot \tau}{2I}$$
 (15)

donde <> denota promedio temporal infinito.

Una fluctuación de fase entre los instantes t y t+ τ , de cuadrado promedio proporcional a τ es característico de un perfil de línea "Lorentziana" cuya anchura espectral angular total a media altura 2 γ esta definida por:

$$\left\langle \Delta \phi^2(\tau) \right\rangle = 2\gamma |\tau|$$
 (16)

de donde se deduce que la anchura espectral angular total a media altura de la densidad espectral de energía de campo es:

$$2\gamma = \frac{N_{sp}}{2I} \tag{17}$$

Donde:

 N_{sp} = Número total de fotones espontáneos por unidad de tiempo.

I = Número total de fotones estimulados en la cavidad.

Con la ecuación 17 y sobre la base del desarrollo presentado en Martínez [2000], tenemos que la anchura espectral en Hz, determinada la relación de Schawlow-Townes, modificada ligeramente por Melvin Lax, y corregida por C.H. Henry nos permite contar con una expresión final para la anchura espectral expresada como [Martínez, 2000]:

$$\Delta v_2 = \frac{hv}{8\pi} \cdot \frac{1}{P_o} \cdot v_g^2 \cdot \frac{1}{L^2} \left[\alpha L + \ln \frac{1}{R} \right] \ln \left(\frac{1}{R} \right) \cdot \left[1 + \alpha_H^2 \right] n_{sp}$$
(18)

Donde:

 P_o = Potencia emitida por una faceta.

 v_g = Velocidad de Grupo.

n_{sp}= Factor de emisión espontánea.

L = Longitud de la cavidad.

 α = absorción por unidad de longitud en el interior de la cavidad

R = Coeficiente de reflexión de los espejos.

 α_H = Factor de corrección de Henry.

III.4 Varianza de Allan

La varianza (o la desviación estándar) es una medida de la dispersión o variación de los valores de la variable aleatoria alrededor de la media μ . La figura 17 muestra el comportamiento para dos distribuciones continuas con la misma media [Spiegel, 1994].



Figura 17. Ejemplo de la varianza.

Sin embargo, la estabilidad en frecuencia de la mayoría de los osciladores no puede ser medida usando la definición clásica de la varianza o desviación estándar. Esto debido a que a la salida de éste se tienen diversos componentes de ruido que pueden originar que la desviación estándar presente lecturas erróneamente mayores debido sobre todo a que estas componentes de ruido no pueden ser promediados. David Allan propuso una variante de la fórmula de la desviación estándar que básicamente actúa como un filtro a los diferentes componentes de ruido [Wacker, 1990]. Esta nueva fórmula que ha venido siendo extensivamente usada y aceptada se conoce como la varianza de Allan (AVAR).

III.4.1 Definición de la Varianza de Allan

Dado un conjunto discreto de desviaciones de tiempo x_i tomada en secuencia por la diferencia medida de tiempo entre un par de relojes o entre un reloj y alguna referencia primaria, y dado que el espaciamiento nominal entre mediciones diferenciales de tiempos adyacentes es τ_0 , entonces la frecuencia fraccional promediada para el i-esimo intervalo de medición es:

$$\overline{y}_{i}^{\tau_{0}} = \frac{x_{i+1} - x_{i}}{\tau_{0}}$$
(19)

donde — τ_0 sobre la y_i denota el promedio sobre el intervalo τ_0 . Podemos entonces construir un conjunto de valores discretos de frecuencia partiendo de el conjunto de datos de las diferencias de tiempo. Si la desviación estándar se calcula para este conjunto de valores, se puede demostrar que para algunos tipos de espectros de potencia encontrados en osciladores de precisión la desviación estándar es divergente, esto es, no converge a un valor bien definido y es función de la longitud de los datos. Esto hace que dicha desviación sea poco útil para la caracterización de este tipo de dispositivos.

Un subcomité de la IEEE ha recomendado que se use $S_y(f)$ en el dominio de la frecuencia y la medición de $\sigma_y^2(\tau)$ en el dominio del tiempo. $S_y(f)$ es la densidad espectral unilateral de *y* como una función de la frecuencia de Fourier *f*. La medición de $\sigma_y^2(\tau)$ se denomina la varianza de Allan o la varianza de dos muestras. Esta medición se define como:

$$\sigma_{y}^{2}(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle \left(\Delta y^{-\tau} \right)^{2} \right\rangle$$
(20)

donde $\Delta y^{-\tau}$ es la diferencia entre mediciones de frecuencia fraccional adyacentes, cada una muestreada sobre un intervalo τ , y los corchetes $\langle \rangle$ indican una promedio de tiempo infinito. En la figura 18, se muestra una gráfica que ilustra el concepto de la frecuencia promediada Δy [Allan, 1987].



Figura 18. Ilustración gráfica de la varianza de Allan

En virtud que un conjunto de datos infinitamente largo no es práctico, se puede definir una aproximación de la AVAR como:

$$\sigma^{2}_{y}(\tau) = \frac{1}{2(N-2)\tau^{2}} \sum_{i=1}^{N-2} (x_{i+2} - 2x_{i+1} + x_{i})^{2}$$
(21)

donde τ es el tiempo de la muestra, N es el número de muestras y x_n es el dato del tiempo.La aproximación de la varianza de Allan más comúnmente usada en los equipos de medición (como nuestro equipo) es:

$$\sigma_{y}^{2}(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{(f_{i+1} - f_{i})^{2}}{f_{o}^{2}} \right)$$
(22)

donde f_i es una señal de frecuencia promediada sobre el tiempo de integración τ , N es el número de frecuencias promediadas (f_i) y f_o es la frecuencia nominal del oscilador a ser evaluado. La frecuencia promediada f_I puede obtenerse de:

$$f_i = \frac{C_{i+1} - C_i}{\tau} \tag{23}$$

donde C_I es el número de pulsos obtenidos de los cruces por cero positivo de la señal analógica sinusoidal de entrada en el intervalo de tiempo $\tau(s)$. Es importante hacer notar que la definición de la varianza de Allan requiere cero tiempo muerto entre mediciones sucesivas. Esto es, que sea lo suficientemente pequeño comparado con τ , en caso de no satisfacerse esto, la varianza de Allan puede divergir [Pacheco, 2000].

Los diferentes componentes de ruido (descritos en la sección II.3.1.) y como pueden ser identificados en una gráfica de la AVAR se muestran en la figura 19. Hay que notar que el ruido blanco de fase y el ruido de parpadeo de fase no pueden distinguirse. Por otro lado los procesos de ruido casi-determinísticos también ejercen influencia sobre la curva presentada; por ejemplo si la señal tiene un desplazamiento (drift) lineal de frecuencia que sea significativo, la pendiente de la curva para τ grandes será mucho mayor que $t^{0.5}$.



Figura 19. Ejemplo de utilización de la AVAR para la identificación de ruidos.

En la figura 20, se muestran los mismos componentes de ruido pero expresados en el dominio de la frecuencia.



Figura 20. Componentes de ruido en el dominio de la frecuencia.

III.4.2 Relación entre la Varianza de Allan y el Interferómetro

La utilización de la Varianza de Allan nos permite relacionar el ancho de línea y el ruido en frecuencia mediante las siguientes expresiones. Si se considera la versión no normalizada de la varianza de Allan $\sigma_v^2(\tau)[Hz^2]$, la cual es estimada por N mediciones sucesivas de frecuencia dado por:

$$\sigma^{2} \upsilon(\tau) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (\upsilon_{i+1} - \upsilon_{i})^{2}$$
(24)

donde τ es el periodo de cada medición de frecuencia y v_i denota la frecuencia medida en la i-ésima ranura de tiempo. Dicha varianza puede ser también derivada del espectro de ruido de frecuencia como [Ishida, 1990]:

$$\sigma_{\nu}^{2}(\tau) = 2 \int_{0}^{\infty} S_{\nu}(f) \frac{sen^{4}(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^{2}} df$$
⁽²⁵⁾

donde $S_{v}(f)$ es la densidad espectral de potencia unilateral de la frecuencia. Para un diodo láser dicha densidad espectral de potencia se compone de dos términos correspondientes a los componentes de ruido blanco y ruido de parpadeo de acuerdo a la siguiente relación:

$$S_{v}(f) = \frac{\delta v_{W}}{\pi} + \frac{K}{f} \quad \text{(banda única)} \tag{26}$$

donde δv_w denota el ancho de línea del diodo láser (FWHM, Full Width at Half Maximum - ancho completo a la mitad del máximo) inducido solo por el ruido blanco, y K es una medida del ruido de parpadeo. Así, si se sustituye (26) en (25) la varianza de Allan queda entonces expresada en términos tanto del ancho de línea, como del ruido de parpadeo en frecuencia, siempre y cuando la medición de la varianza de Allan sea independiente de τ :

$$\sigma_{\nu}^{2}(\tau) = \frac{\delta \upsilon_{W}}{2\pi\tau} + K2\ln 2$$
⁽²⁷⁾

La varianza de Allan $\sigma_f^2(\tau)$ de la señal de salida del interferómetro es medida por el analizador de tiempo y frecuencia en la región de radio frecuencia. La relación entre $\sigma_f^2(\tau)$ y $\sigma_v^2(\tau)$ puede ser obtenida como sigue. Suponiendo que el ruido en frecuencia aditivo en el modulador acusto – óptico es despreciable, la densidad espectral de potencia de la señal de radio frecuencia de salida del interferómetro esta dada por [Baney, 1990]:

$$S_{f}(f) = 2S_{v}(f)(1 - \cos 2\pi f \tau_{d})$$

$$\tag{28}$$

donde τ_d es el tiempo de retardo de la línea de fibra óptica. El valor $\sigma_f^2(\tau)$ puede ser calculado sustituyendo $S_f(f)$ en lugar de $S_v(f)$ en la ecuación 26 quedando entonces como:

$$\sigma_f^2(\tau) = 2 \cdot \frac{\delta v_W}{2\pi\tau} \cdot f\left(\frac{\tau}{\tau_d}\right) + 2 \cdot K 2 \ln 2 \cdot g\left(\frac{\tau}{\tau_d}\right)$$
(29)

donde:

.

$$f(t) = 1 \qquad \text{para } t \le \frac{1}{2}$$
$$= 2 - \frac{1}{2t} \qquad \text{para } \frac{1}{2} < t \le 1$$
$$= \frac{3}{2t} \qquad \text{para } 1 < t \qquad (30)$$

У

$$g(t) = 1 - \frac{\xi(2t+1) + \xi(2t-1) - 4\xi(t-1)}{16 \cdot \ln 2 \cdot t^2}$$
(31)

Nota: Por simplicidad se define la función $\xi(\cdot)$ en la ecuación 31 como:

$$\xi(x) = x^2 \cdot \ln x^2 \tag{32}$$

Las funciones f(t) y g(t) se grafican en la figura 21. Resumiendo de la comparación entre las ecuaciones 29 y 27, $\sigma_v^2(\tau)$ puede ser estimado a $\tau < 0.3\tau_d$ como la mitad del valor

de $\sigma_f^2(\tau)$. Por lo tanto, si la medición de la varianza demuestra una independencia en τ válida, sobre por ejemplo $0.03\tau_d < \tau < 0.3\tau_d$, entonces $\sigma_v^2(\tau)$ puede ser fácilmente obtenida como la mitad del valor medido, esto para un ruido de parpadeo de frecuencia.



Figura 21. Factores de corrección para la medición de la AVAR en el interferómetro; f(t) para el componente de ruido blanco, g(t) para el componente de ruido de parpadeo.

III.5 Análisis en Tiempo y Frecuencia

La coherencia temporal de los láseres de semiconductor es determinante para su uso tanto en los sistemas de comunicaciones ópticas, como en los sistemas de medición óptica. Para poder evaluar esto, se requiere la medición de la estabilidad de la frecuencia. Un analizador de tiempo y frecuencia permite realizar este tipo de mediciones, cuya función principal es el conteo y registro durante un intervalo continuo de tiempo de los cruces por cero de la señal en frecuencia intermedia.

Debido a que la naturaleza de muchos fenómenos, no pueden ser descritos utilizando análisis temporales o frecuenciales por sí solos, se requiere entonces establecer un análisis tiempo-frecuencia que permita describir las propiedades del comportamiento de un evento o señal de una forma adecuada. En nuestro caso, la densidad de energía en tiempo y la densidad de energía en frecuencia no son suficientes para describir la situación física de un sistema dado. En particular para el espectro nosotros sabemos qué frecuencias están presentes en la señal pero no sabemos cuándo estas señales existen, de aquí la necesidad de describir cómo el contenido espectral está cambiando en el tiempo, esto es, se requiere contar con una distribución que represente la energía o intensidad de una señal simultáneamente tanto en tiempo como en frecuencia. En la figura 22 se muestran tres ejemplos de una señal compuesta de tres senoidales de duración finita a tres frecuencias distintas, como se puede apreciar todas tienen básicamente el mismo espectro, esto totalmente congruente con el hecho de que tienen las mismas frecuencias, sin embargo en el diagrama tiempo-frecuencia es donde se pueden apreciar con claridad la diferencia entre las tres.



Figura 22. Señales compuestas de tres senoidales de duración finita.

En nuestro caso podemos realizar un análisis del comportamiento del láser con el fin de poder caracterizar qué frecuencias están presentes y en qué tiempo, para así tratar de identificar con mayor claridad los componentes debidos a la presencia de ruido en el láser. Esto lo realizamos mediante la utilización del analizador de tiempo y frecuencia, con el que podemos llevar a cabo un análisis directamente en este dominio (también llamado el dominio de la modulación). Así, para fines de nuestro análisis utilizaremos gráficamente el resultado del analizador de tiempo y frecuencia para discutir en su momento las características fundamentales del comportamiento de la señal eléctrica a la salida del interferómetro; que nos representa el comportamiento del láser en el espectro óptico.

IV MONTAJE EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

IV.1 Descripción de los Componentes Utilizados

Los componentes que integran el sistema interferométrico auto-heterodino son: un láser de cavidad externa sintonizable, el cual, de acuerdo a las especificaciones del fabricante tiene un ancho de línea a 50ms menor a 300kHz; con esto tenemos un estimado que nos permite definir los aspectos iniciales del montaje experimental. Adicionalmente se utilizan dos acopladores direccionales de fibra óptica, un modulador acusto-óptico, un circuito oscilador de alta estabilidad desarrollado para este experimento y el cual excita al modulador, un fotorreceptor, un filtro y un amplificador. Con el fin de poder comparar el desempeño se han realizado mediciones utilizando 2, 2.8 y 4 km de fibra óptica como línea de retardo.



Figura 23. Diagrama del montaje completo.

Adicionalmente se midió otro láser tipo DFB cuyo ancho de línea es mucho mayor, esto para corroborar que el sistema está operando de acuerdo a las estimaciones teóricas, el hecho de aumentar la longitud de la línea de retardo nos permite ubicarnos en el caso parcialmente correlacionado a uno donde se tiene una mayor descorrelación entre los campos. En la figura 23 se muestra un diagrama del montaje del experimento con los componentes utilizados y su interconexión, por su parte la figura 24 muestra una fotografía del láser utilizado, donde se aprecian los componentes que conforman la cavidad externa [New Focus].



Figura 24. Fotografía del láser utilizado.

En la figura 25 se puede apreciar en el extremo superior izquierdo una fotografía del modulador acusto-óptico utilizado, del lado derecho el oscilador desarrollado para excitar al modulador acusto-óptico y en el extremo inferior los equipos utilizados: de abajo hacia arriba, el medidor de tiempo y frecuencia, el controlador del láser de cavidad externa, y el fotorreceptor. Por otro lado la fotografía 26 muestra la etapa a la salida del fotorreceptor donde se aprecian el amplificador y el filtro utilizados.





Figura 25. Fotografía de elementos utilizados en el experimento.

Para este experimento se ha utilizado un analizador cuyas funciones más importantes son: la toma de hasta 13.3 millones de muestras por segundo, la habilidad de analizar la dinámica de la frecuencia, intervalo de tiempo y la fase, denominado el dominio de la modulación, intervalo de frecuencia desde CD a 500MHz [Hewlett Packard, 1989].



Figura 26. Fotografía donde se muestra el amplificador (extremo superior izquierdo) y el filtro (extremo inferior izquierdo) utilizados a la salida del fotorreceptor.

IV.2 Resultados Obtenidos

IV.2.1Caracterización de Componentes y Respuestas del Sistema

Dentro del proceso de toma de mediciones, se realizó un trabajo de caracterización y determinación de la respuesta del interferómetro ante los estímulos generados con la señales que se tienen en el mismo. Esto permitió afinar la respuesta para poder con ello realizar las mediciones de interés.

Uno de los puntos iniciales fue caracterizar la respuesta del sistema, para ello se inició observando el espectro completo de la señal de salida en toda la banda del analizador, dicha respuesta se muestra en la figura 27.



Figura 27. Respuesta del sistema a la salida del fotorreceptor con el láser de cavidad externa aplicado.

De dicha gráfica se puede observar la señal de interés (espiga cercana a la referencia) con buen nivel de potencia, se aprecia también una armónica de dicha señal con un nivel de alrededor de 10dB menos. Sin embargo se aprecia que ambas señales se encuentran sobre un piso con forma exponencial que hace que las frecuencias por debajo de la frecuencia de interés tengan un nivel tal que si bien para el análisis del ancho de línea puede no representar un problema, sí lo es para las mediciones de la varianza de Allan y el análisis tiempo-frecuencia, debido a que el instrumento que realiza dicha medición considera a estas señales como señales a muestrear disparando la lectura de los eventos en frecuencias mucho mas abajo de la de interés.

Esto establece la necesidad de colocar un filtro a la salida del fotorreceptor, el consiste en un filtro pasa banda de cavidad de seis secciones, con frecuencia central en los 148MHz; así mismo para asegurar que la señal tenga un mejor nivel y con ello sea dominante en el disparo de los eventos del medidor tiempo-frecuencia, se colocó un amplificador de 20dB a la salida del fotorreceptor. En la figura 28 se muestra la respuesta con el amplificador de 20 dB , y en la figura 29 se puede apreciar el efecto del filtro sobre la salida amplificada.



Figura 28. Señal del láser de cavidad externa a la salida del fotorreceptor con el amplificador de 20dB aplicado.



Figura 29. Señal del láser de cavidad externa a la salida del fotorreceptor con amplificador y filtro.

Como se puede apreciar en la figura 29 el haber adicionado tanto el filtro como el amplificador nos provee con una señal con un buen nivel, y con una relación mejorada de 40dB con respecto a la armónica. En la figura 30 se puede apreciar la el efecto de aplicar tanto el filtro como el amplificador visto a mayor detalle. El trazo superior corresponde a la señal sin el filtro aplicado, el trazo inferior corresponde a la señal con el filtro aplicado, donde se puede apreciar perfectamente la respuesta pasa banda del filtro.



Figura 30. Señal a la salida del fotorreceptor (a) Sin filtro y sin amplificador. (b) Con filtro y amplificador aplicado.

IV.2.2Medición del Ancho de Línea

La medición del ancho de línea nos permite estimar en primera instancia el desempeño del sistema implementado, y con ello poder realizar con mayor confiabilidad la caracterización de otras propiedades espectrales, aunque por sí misma la caracterización de este parámetro es vital para poder discriminar variaciones sufridas por el haz en su utilización dentro de un sistema de comunicaciones, ya que típicamente cualquier interacción del haz con los elementos de un sistema de comunicaciones óptico generan un ensanchamiento de dicho haz.

Para llevar a cabo esta medición se tomaron mediciones con 2km, 2.8km y con 4km de fibra óptica en la línea de retardo, ello para poder discriminar correctamente el efecto de correlación que se tiene en el sistema en términos del ancho de haz esperado. Así de [Petterman, 1988] se sabe que el retardo de la fibra es de aproximadamente 5µs/km lo cual nos arroja para las longitudes usadas:

Longitud (en km)	Retardo Aproximado (en μs) τ
2	10
2.8	14
4	20

Tabla I. Valores del retardo por efecto de la longitud de la fibra óptica.

De acuerdo a lo especificado por el fabricante el ancho de haz es menor de 300kHz, por lo que asumiendo en primera instancia este valor y de acuerdo a la ecuación de tiempo de coherencia tendríamos que:

$$t_{c} = \frac{1}{\pi \Delta v} = \frac{1}{\pi (300 k Hz)} = 1.06 \mu s$$
(33)

Mientras que la longitud de coherencia seria:

$$l_c = ct_c / n = (2.9979 \times 10^8 \, m/s)(1.06 \times 10^{-6} \, s) / 1.46 = 217.66 \, mts$$
(34)

Aún cuando supusiéramos el ancho de línea en los 100KHz, la longitud de coherencia estaría en los 653.61mts y el tiempo de coherencia seria de 3.18µs, por lo que aplicando la recomendación establecida por [Petterman, 1988] de que $\tau \ge 3t_c$, entonces para el caso de un ancho de haz de 100KHz, requerimos un retardo $\tau \ge 9.54\mu$ s. Por lo que claramente se aprecia que con los 2Km se satisface dicha condición, sin embargo el caso de los 4Km nos asegura estar en una mejor situación para realizar la medición.

En la figura 31 se puede apreciar la medición efectuada con 2km de fibra en la línea de retardo del interferómetro, se muestra la comparación de los dos láseres, en la parte superior la respuesta típica de un láser de ancho de línea angosto, mientras que en la gráfica inferior el láser menos coherente se encuentra totalmente descorrelacionado ya que se asume satisfacerse en varios órdenes la condición descrita con anterioridad.



Figura 31. (a) Láser de cavidad externa (b) Láser DFB. Caso con 2km de fibra óptica.

En la figura 32 se muestra la medición con 2.8km de fibra, aquí de igual forma que en el caso de 2km se presentan los espectros tanto de láser de cavidad externa como del láser DFB. Se puede apreciar en la parte superior la modificación en la respuesta del láser al irse moviendo hacia una mejor descorrelación, el espectro inferior no sufre modificaciones con relación a la adición de longitud en la fibra óptica.



Figura 32. (a)Láser de cavidad externa (b)Láser DFB. Caso con 2.8km de fibra óptica.

En la figura 33 se presenta la medición efectuada para el caso de los 4km de fibra en el interferómetro, congruentemente se muestra el espectro de ambos láseres, aquí se hace evidente que el comportamiento del espectro del láser de cavidad externa se acerca al comportamiento del láser DFB, el espectro inferior no sufre modificaciones con relación a la adición de la fibra óptica, tal como se esperaba y de forma similar al caso anterior. Se puede apreciar en todos los caso un pequeño impulso en la frecuencia central mismo que se debe a un problema de interferencia generado por el potente oscilador que excita al modulador acusto-óptico y que se transfiere a la salida del sistema. Como se aprecia en los tres casos, la lectura de ancho de banda tomado a FWHM (Full Width at Half Maximum) es menor de 100kHz.



Figura 33. (a)Láser de cavidad externa (b)Láser DFB. Caso con 4km de fibra óptica

En la figura 34 se presenta la medición correspondiente al láser de cavidad externa en el caso de 4km, con el fin de apreciar la forma completa, se indica en la misma medición del ancho de haz correspondiente.



Figura 34. Medición del ancho de línea.

Con la realización de esta medición se puede determina que la suposición inicial basada en las especificaciones del fabricante se queda grande con respecto a lo medido por lo que entonces:

$$t_{c} = \frac{1}{\pi \Delta v} = \frac{1}{\pi (45 K H z)} = 7.07 \mu s$$
(35)

Mientras que la longitud de coherencia seria:

$$l_c = ct_c / n = (2.9979 \times 10^8 \, \text{m/s})(7.07 \times 10^{-6} \, \text{s}) / 1.46 = 1,452.45 \, \text{mts}$$
(36)

Así con estos valores podemos darnos cuenta entonces que si la recomendación de que $\tau \ge 3t_c$, entonces para el caso de un ancho de haz de 45kHz, requerimos un retardo $\tau \ge 21.21\mu s$. Por lo que la longitud de coherencia deberá ser mayor a 4355.17 metros.

Por lo cual se ve entonces que las mediciones obtenidas en realidad nos establecen dentro de una región parcialmente descorrelacionada y solo en las mediciones con los 4km estamos cerca de estar descorrelacionados. Con ello se justifica las formas de ondas obtenidas en las mediciones de 2 y 2.8 km donde se pueden apreciar componentes que modifican la respuesta ideal esperada de la forma puramente Lorenziana (lóbulos laterales).

IV.2.3Medición de la Varianza de Allan

Para llevar a cabo esta medición se utiliza un analizador de tiempo y frecuencia, que estima la varianza de Allan basado en lo presentado en la sección III.4.1. Este analizador realiza mediciones tanto en frecuencia, como en tiempo a razón de 13.3 millones de mediciones por segundo, posee la habilidad de analizar la dinámica de la frecuencia, el intervalo de tiempo y la fase, todo como función del tiempo. Esta representación es a la que se le denomina el dominio de la modulación. A continuación se enlistan las principales características de dicho instrumento:

- Mediciones continuas hasta una tasa de 13.3MHz
- Rango de frecuencia de CD a 500MHz.
- Mediciones en histograma usando procesamiento en hardware para adquirir y analizar rápidamente tamaños de muestras muy grandes.
- Promediado de las mediciones para incrementar la resolución.
- Medición de fase en un solo canal (Función de Desviación de Fase).
- Medición Acumulativa del Jitter (Función de Desviación en Tiempo).

Es útil el conocer cómo es que este analizador realiza sus mediciones para poder entender sus limitaciones y poder explotar su potencial. Básicamente este instrumento colecta dos tipos de datos, no importando qué medición este realizando, estos son: Tiempo y Eventos. El analizador posee un reloj interno de 500MHz para medir el tiempo sobre el que suceden las mediciones. El reloj se usa como un cronómetro para medir el tiempo de cada medición. Por su parte los eventos se contabilizan también para cada medición. Partiendo de ésta los datos de tiempo y eventos se calculan las mediciones.

El dato del tiempo y el evento de una medición se captura periódicamente por el instrumento. Esta captura de datos consiste en la lectura del tiempo acumulado de la medición de un contador de tiempo y el número de eventos que han ocurrido de un contador de eventos. Los dos valores en conjunto constituyen una muestra, siendo almacenados en una memoria interna.

Algo importante es que este analizador continúa acumulando tiempo y eventos mientras una muestra es guardada en memoria. Es hasta el final de la secuencia de medición que la captura de datos concluye y el resultado de la medición se calcula. Esto permite realizar mediciones continuas de frecuencia y periodo, de manera continua, sin pausa entre mediciones, esto es, se tiene tiempo muerto cero. El final de una medición es el inicio inmediato de la siguiente, siendo dos muestras consecutivas. En la figura 35 se ilustra el concepto de operación del analizador en la adquisición de las muestras.



Figura 35. Forma en que el analizador de tiempo y frecuencia realiza las mediciones.

En la figura 36, se muestra el panel del analizador, en el extremo izquierdo está la pantalla de operación y despliegue de la información. El teclado de la parte central permite programar y seleccionar las funciones tanto gráficas como matemáticas.



Figura 36. Vista frontal del analizador de tiempo y frecuencia.
Aquí uno de los aspectos fundamentales fue primero caracterizar la respuesta del sistema visto en histograma con el fin de ubicar en primera instancia si el conjunto de muestras se daba en la región esperada. En las primeras mediciones se presentó el problema de que las componentes de baja frecuencia presentes por efecto del oscilador que excita al modulador acusto-óptico se tenía a la salida un histograma que revela una composición de señales prácticamente en todo el espectro hasta poco mas de los 150MHz. Esto fue lo que nos llevó a adicionar el filtro y el amplificador como con anterioridad se mencionó. En la figura 37, se muestra un histograma antes de aplicar el filtro, por su parte en la figura 38 se aprecia la misma salida pero con el filtro aplicado.



Figura 37. Histograma de la adquisición de los datos sin filtro.



Figura 38. Histograma de la adquisición de los datos con el filtro aplicado.

Así mismo se verificó la efectividad de la aplicación del filtro mediante una función que tiene el instrumento que permite definir un límite inferior y uno superior, entonces se le pide realizar una contabilidad de los valores que está adquiriendo; el reporte muestra todos aquellos valores que están dentro de los límites especificados y cuáles no. En la figura 39 se muestra una gráfica de dicho parámetro con el filtro aplicado.

Calculating meas	urements	·	and the second
	Number	of Blocks	= 3
LIMIT STATUS DIS	PLAY		
Frequency A		17 Apr 20	01 03:43:52
		3,072 M	easurements
Ch A High Limit:	150.0	300000E+06	
Ch A Low Limit:	146.0	309000E+06	
Range Measurem	ents %	Total 0%	50% 100%
High:	26 E	0.8 %]	Sa Merrald Same
Pass: 3	,013 C	98.1 %]	
Low:	33 E	1.1 %]	

Figura 39. Determinación de cuántos valores muestreados están dentro de los límites.

Una vez que se validó la correcta operación del sistema y de sus lecturas, se procedió a realizar las mediciones de la varianza de Allan. Esta funcionalidad está contenida dentro del menú de funciones matemáticas del instrumento, uno define la cantidad de muestras y la cantidad de bloques de muestras. Al activar la función de cálculo de la varianza el instrumento despliega el resultado en una pantalla, en conjunto con más información estadística correspondiente a la medición.

En la figura 40 se muestran las lecturas típicas obtenidas como resultado de la medición de la varianza de Allan.

1	Number of Blocks = 1
STATISTICS DISPLAY	
Frequency A	25 Jan 1991 10:40:47
	1,024 Measurements
Mean	145.530 7 MHz
Std Dev	11.40 MHz
Maximum	154.4 MHz
Minimum	21.37 MHz
RMS	146.51 MHz
Rt Al Var	11.69 MHz
Allan Var	136.620 6E+12Hz^2
Variance	129.945 4E+12Hz^2

Figura 40. Lectura típica para la varianza de Allan.

De las mediciones realizadas se puede comprobar el desempeño de la técnica implementada, en función de las lecturas de la varianza de Allan, como se puede apreciar en la tabla II, donde se resumen los rangos de valores típicos con un factor de correción debido al esquema utilizado para diferentes bloques de muestras realizadas.

Parámetro	Láser de Cavidad	Laser DFB	Tiempo de Análisis τ
	Externa		- (µs)
Raíz de la Varianza	5.85MHz	21.04MHz	102
de Allan (Con Factor de Corrección)	4.27MHz	18.93MHz	517
Varianza de Allan	$136.62 \text{ x} 10^{12} \text{Hz}^2$	$1.77 \text{ x} 10^{15} \text{Hz}^2$	102
	$73.80 \text{ x} 10^{12} \text{Hz}^2$	$1.43 \text{ x} 10^{15} \text{Hz}^2$	517
Varianza	$129.94 \text{ x} 10^{12} \text{Hz}^2$	$1.56 \text{ x} 10^{15} \text{Hz}^2$	102
	$72.02 \text{ x} 10^{12} \text{Hz}^2$	$1.30 \text{ x} 10^{15} \text{Hz}^2$	517

Tabla II. Intervalos típicos de la medición de la varianza de Allan.

IV.2.4Estimaciones Espectrales en Tiempo y Frecuencia

En el caso de las mediciones espectrales de tiempo y frecuencia, también se tuvo oportunidad de apreciar el efecto de la aplicación del filtro y del amplificador, ya que sin él, las primeras mediciones mostraban la presencia de alto nivel de ruido en frecuencias bajas, la figura 41 muestra dicha respuesta.



Figura 41. Medición de tiempo y frecuencia sin filtro.

Una vez aplicado el filtro, la respuesta obtenida permite distinguir sólo lo que sucede alrededor de la frecuencia central, que es donde se concentra la información útil sobre la presencia de ruido en el láser. La figura 42 muestra dicha respuesta, cabe mencionar que existen algunas muestras en frecuencia bajas, lo que se atribuye a la presencia esporádica de impulsos fuera del ancho de banda de respuesta del filtro aplicado, por lo que aún pueden hacerse presentes en la salida del sistema.



Figura 42. Medición de tiempo y frecuencia con filtro aplicado.

Las mediciones con 4km de fibra óptica (figura 43) nos permiten distinguir la presencia de las fluctuaciones de frecuencia debido a los efectos de ruido, una respuesta ideal debería ser una línea perfectamente continua sobre una sola frecuencia sobre todo el tiempo; sin embargo en esta respuesta real se pueden apreciar dichos componentes de ruido.



Figura 43. Medición en tiempo y frecuencia, vista ampliada.

Con el fin de realizar una comparación sobre dicha respuesta, en la figura 44, se muestra la respuesta a la misma medición para un láser DFB presumiblemente mayor en ancho de línea y por ende con una mayor presencia de ruido en frecuencia. Cabe aclarar que debido a la resolución del interferómetro no es del todo correcto comparar ambas señales por lo que solo se hace con fines ilustrativos.



Figura 44. Medición de tiempo y frecuencia para un láser DFB.

V CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado la implementación de una técnica interferométrica auto-heterodina que permite el análisis de las propiedades espectrales de láseres de semiconductor. Se han podido realizar las mediciones que nos permiten determinar dichas propiedades espectrales, que son la base para un análisis detallado que permite obtener información sobre la estabilidad, ruido de fase y problemas asociados a éste que impactan el desempeño no sólo de los sistemas de comunicaciones ópticos coherentes, sino de algunos esquemas metrológicos de gran importancia para el desarrollo tecnológico presente.

El sistema implementado tiene la funcionalidad y resolución adecuada para realizar el análisis de dichas características espectrales para láseres de ancho de línea del orden de los kHz. Así, esta funcionalidad se da sobre todo por el hecho de que con el mismo se pueden realizar tanto mediciones de ancho de línea, como de las propiedades del láser mediante su análisis en radio frecuencia. Por lo que se puede afirmar que uno de los principales aportes de este trabajo es haber establecido una herramienta que permite apoyar la caracterización no sólo de láseres de semiconductor de ancho de línea reducido, sino también del efecto que diversos dispositivos ópticos pueden generar sobre el haz láser al propagarse por dichos elementos y que con la ayuda de este interferómetro se pueden identificar de forma apropiada.

Dentro de las mediciones obtenidas se puede concluir que la contribución de ruido en los láseres de semiconductor se da por efectos debidos principalmente a la naturaleza de la oscilación y generación láser. De forma especifica a este láser se puede decir que dicha contribución alrededor de la frecuencia central oscila dentro de una banda de 3Mhz (de la figura 43) sin embargo de dicha figura se pueden apreciar fluctuaciones muy rápidas del tipo de las de ruido blanco y ruido de parpadeo de fase.

La realización de este trabajo presentó diversos retos los cuales se pudieron enfrentar y resolver satisfactoriamente; el principal fue no contar en su momento con un oscilador de alta estabilidad. Se diseñó y construyó un oscilador de alta estabilidad (10⁻⁹) y alta potencia (+33dBm), con ello la referencia que excita al modulador acusto-óptico se mejoró sustancialmente permitiendo que se redujera notablemente la incertidumbre en los valores finales por efectos de inestabilidad de dicho oscilador.

Otro de los aspectos que se tuvieron que resolver fue el problema a la salida del fotorreceptor que presentaba una señal con mucho ruido inducido dentro del sistema sobre todo por la potencia radiada por el oscilador construido, y por ruidos en la señal eléctrica de alimentación que se inducían entre los sistemas. Esto nos llevó a realizar un post-procesamiento de la señal de salida con el fin de filtrarla de dichos elementos y poder entregar al analizador de tiempo y frecuencia una señal óptima para poder realizar las mediciones de varianza de Allan y de tiempo-frecuencia. Dicho proceso consistió en la

implementación de una etapa de amplificación y de una etapa de filtrado, lográndose buenos resultados, que permitieron la realización de las mediciones apropiadamente.

En este mismo orden de ideas, es importante mencionar que se requiere realizar un análisis más detallado, con diferentes tiempos de análisis con el fin de determinar con mayor precisión la influencia de éstos sobre el resultado obtenido.

Por otro lado un resultado interesante y que puede ser una línea de trabajo futuro es la determinación analítica del ancho de línea mediante la medición de la varianza de Allan, para el modelo de espectro de ley de potencias mencionado.

Así mismo se recomienda continuar trabajando en los aspectos de análisis más detallado utilizando técnicas de procesamiento digital de señales, para aplicaciones de metrología y caracterización de dispositivos de comunicaciones ópticas.

BIBLIOGRAFÍA

- Allan, David W. 1987. "Time and Frequency (Time-Domain) Characterization, Estimation, and Prediction of Precision Clocks and Oscillators". IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. UFFC-34(6). 647-654.
- Allan, David W. Weiss, Marc A. Jespersen, James L. 1988 "A Frequency-Domain View of Time-Domain Characterization of Clocks and Time and Frequency Distribution Systems". Forty-Fith Annual Symposium on Frequency Control. 667-678.
- Baney, D.M. Gallion, P.B. Cabrán, C. 1990. "Measurement of the Swept-frequency carrierinduced FM response of a Semiconductor Laser Using an Incoherent Interferometric Technique". IEEE Photonics Technology Letters. 2(5). 325-327p.

Cohen, Leon. 1995. "Time-Frequency Análisis". Prentice Hall Inc. 299pp.

- Day, Tim. Brownell, Michael. Wu, I-Fan. 1988 "Widely Tunable External Cavity Diode Lasers". New Focus Inc.Application Note. Sunnyvale, CA. U.S.
- Hewlett-Packard. 1989. "HP5372A Frequency and Time Interval Analyzer. Operating Manual". Hewlett-Packard. 300pp.

- Hewelett-Packard. 1994. "LSC2210 14 Pin DFB Laser Module with Cooler, Technical Data". 474-479p.
- Howe, David A. 1976. "Frequency Domain Stability Measurements: A Tutorial Introduction". NIST. Technical Note 679. 32pp.
- Ikegami, Tetsuhiko. Sudo, Shoichi. Sakai, Yoshihisa.1995. "Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes". Primera Edición. Artech House. Norwood, MA. E.U. 356pp.
- Ishida, Osamu. 1990. "Novel Method of Estimating Flicker Frequency Noise in Lasers". IEEE Photonics Technology Letters. 2(11): 784-786p.
- Kuboki, K. Ohtsu, M. 1990. "An Allan Variance Real-Time Processing System for Frequency Stability Measurements of Semiconductor Lasers". IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 39(4): 637-641p.
- Martínez, Horacio. 2000. "Modelado y Caracterización de los Elementos Parásitos del Circuito Eléctrico Equivalente y Análisis Espectral del Diodo Láser de Semiconductor". CICESE Tesis de Doctorado. Ensenada, B.C. 78pp.

- Mendieta, Fco. Javier. 1995. "Ruido de Fase de Láseres con Aplicación a las Comunicaciones Ópticas Coherentes". CICESE Notas de Curso. Comunicaciones Académicas, Serie Electrónica y Telecomunicaciones, CICESE. CTETG9502. 97pp
- New Focus. "The External-Cavity Tunable Diode Laser Model 6200. User's Manual". New Focus. 82pp.
- Pacheco, Enrique. Mendieta, Javier. Soto, Horacio. 2000. "Técnica Interferometrica Heterodina con Fibra Optica para la Caracterización de Propiedades Espectrales en Láseres de Semiconductor". SOMI XV Congreso de Instrumentación. Sociedad Mexicana de Instrumentación. Guadalajara, Jal. CDROM.
- Pacheco, Enrique. Mendieta, Javier. Soto, Horacio. 2001. "Caracterización de Propiedades
 Espectrales y Medición de Ancho de Línea en Láseres de Semiconductor". SOMI
 XVI Congreso de Instrumentación. Sociedad Mexicana de Instrumentación.
 Queretaro, Qro. CDROM.
- Papannareddy, Rajappa. 1997. "Introduction to Lightwave Communications Systems". Artech House. Primera Edición. Norwood, MA. U.S. 246pp.
- Pérez, Nicolás. 1995 "Estudio e Implementación de un Sistema para el Rechazo de Perturbaciones en un Láser de Diodo Sintonizable".

- Petermann, Klaus. 1988. "Laser Diode Modulation and Noise". Kluwer Academic Publishers. Primera Edición. Norwell, MA, USA. 315.
- Physics Notes. 1999. "Relative Intensity Noise (RIN) and Allan Variance" http://www.physics.montana.edu/students/meng/physics/noise/RIN.htm.
- Richter, L.E. Mandelberg, H.I. Kruger, M.S. McGrath, P.A. 1986. "Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times". IEEE Journal of Quantum Electronics. QE-22(11).2070-2074.
- Saleh, BahaaE.A. Teich, Malvin Carl.1991. "Fundamentals of Photonics". John Wiley & Sons, Inc. E.U. 966pp.
- Siegman, Anthony E. 1986. "Lasers". University Science Books. Mill Valey, CA, USA. 1283pp.

Spigel, Murray R. 1994. "Probabilidad y Estadística". Mc. Graw Hill. México, D.F. 372pp.

Wacker, Mike F. 2001. "Frequency Stability Characterization in the Time Domain". Corning Frequency Control. Internet Application Note.