

Universitat Politècnica de Catalunya
Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones

TESIS PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
DOCTOR INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN.

*Sistemas Lidar coherentes e incoherentes de
baja potencia para la detección de velocidad de
blancos sólidos.*

Alejandro Rodríguez Gómez

Directores: Dr. Adolfo Comerón Tejero
Dr. Antoni Elias Fusté.

Mayo 1998.

Universitat Politècnica de Catalunya
Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones

TESIS PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
DOCTOR INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN.

*Sistemas Lidar coherentes e incoherentes de
baja potencia para la detección de velocidad de
blancos sólidos.*

Alejandro Rodríguez Gómez

Directores: Dr. Adolfo Comerón Tejero
Dr. Antoni Elias Fusté.

Mayo 1998.

Al simpar matador de toros Rafael Gómez Ortega, “el Gallo”, le presentaron cierto día a don José Ortega y Gasset. El diestro le preguntó acerca de la actividad de los filósofos y, ante la explicación recibida, contestó:

-No, si hay gente pa tó...

Agradecimientos

Supongo que ninguna tesis doctoral se debe exclusivamente al trabajo de una sola persona. Ésta, desde luego, no es una excepción y debe mucho a la colaboración, complicidad, empuje, apoyo, tolerancia, generoso olvido y desinteresado interés de un buen montón de gente. Así que no me gustaría olvidarme de nadie.

Un buen número de ellas *habitan* los módulos D-3 y D-4 del Campus Nord de la Universitat Politècnica de Catalunya y constituyen el grupo antes llamado de Antenas, Microones, Radar i Camps, y ahora Dios sabe cómo, del Departament de Teoria del Senyal i Comunicacions. Cuando llegué en septiembre de 1993 no podía imaginar que fuese un sitio tan estupendo para trabajar y hacer amigos. De todas maneras, a algunas de las personas de este grupo me gustaría mencionarlas especialmente:

Adolfo Comerón ha sido para mí durante este tiempo algo más que un director de tesis: ha sido un apoyo constante, una fuente inagotable de ideas y un buen amigo. Antoni Elias fue el primer inspirador de la tesis y sobre todo quien creyó en mí desde un principio, a pesar de su exilio en el B-3 . Francesc Rocabosch, Carles Puente y Constantino Muñoz, compañeros de lides en esto del lidar. Ángel Cardama, tutor durante mis años de becario y apoyo en momentos difíciles

en que no estaba tan claro que consiguiere la beca. Albert Aguasca, por su aporte de ideas y saber hacer, autor de la idea del sistema de adquisición de señal para el sistema coherente. Lluís Pradell por estar ahí en el momento justo y en el lugar adecuado.

También están Conchi Santos, David Artigas, Jorge García, Toni Lázaro, Daniel Carrasco, Josep Palau, Francesc Purroy, Edouard Rozan, Jorge Rodríguez, Juan Antonio Rubio, Carles Sans y Filaly Younous, compañeros del garito de becarios, de cursos de doctorado y de mil y una polémica sobrevenida. A més a més, Ramir de Porrata i Jaume Recolons, que es van proposar fa quatre anys la meva immersió llingüística (déu-n'hi-do si ho vareu aconseguir!).

Por supuesto, Joaquim Giner y David Esteban, por su apoyo, comprensión y trabajo en el laboratorio de electrónica (¡¡y el sensacional café!!). Josep M^a Haro y Ramón Esteban supieron estar ahí, siempre. Alfredo Cano y Josep Pastor por su virtuosismo con cualquier material que caiga en sus manos.

A Ferran Canal y José María Subirá por su apoyo material y técnico en el laboratorio de óptica y por enseñarme a hacer interferencia óptica.

Además están mis compañeros en la EUP de Vilanova i la Geltrú: Toni Barlabé, Joan Vicent Castell, Carles Díaz, Jorge García, David García, Ignasi Esquerra, Josep M^a Jové, Tomás Megía, Constantino Muñoz, Albert Rafel, Vicent Sales y Josep Segarra.

También me gustaría mencionar a mis proyectistas: José Luis Montesino-Espartero, Gabino Rodríguez, Carmen López, Enrique González, Víctor Chércoles, Sergi García, Lola Andrés, Verónica Tercero, Eloy Mesalles, Shahram Shariat Panahi, Teresa Herranz, Laura Gallego, Alberto Montero, Núria Bordes, José Manuel Allende, Lucy García, Albert Terés, Gabriel Antolínez ... Un recuerdo especial para Alberto Muñoz, donde quiera que esté.

Y sobre todo quiero agradecer a mi familia su cariño, el haberme apoyado incondicionalmente y haberme dado la posibilidad y los medios para hacer lo que quería hacer, aun a costa de tenerme tan lejos.

Este trabajo ha sido financiado por el gobierno español, a través de la Comisión
Ínterministerial de Ciencia Y Tecnología, CICYT - TIC 431-93.

Índice

INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS	1
PARTE I: CONCEPTOS GENERALES	7
1. Sistemas Lidar.	9
1.1. Antenas a frecuencias ópticas.	9
1.2. Sección recta lidar.	11
1.3. Ecuación lidar.	13
1.4. Desplazamiento Doppler.	14
2. Sistemas láser.	15
2.1. Características generales.	16
2.2. Láseres de gas.	22
2.3. Láseres de estado sólido.	25
2.4. Láseres de semiconductor.	26
3. Dispositivos de detección electroóptica.	31
3.1. Tubos fotomultiplicadores.	32
3.2. Fotodiodos.	36

3.2.1.	Propiedades de los fotodiodos.	37
3.2.1.1.	Eficiencia cuántica.	37
3.2.1.2.	Responsividad en corriente.	38
3.2.1.3.	Tiempo de respuesta.	39
3.2.2.	Fotodiodos PN y PIN.	39
3.2.3.	Fotodiodos de Avalancha (APD).	41
3.3.	Electrónica de amplificación.	42
4.	Distorsión aleatoria del frente de onda.	45
4.1.	Efectos de la rugosidad del blanco.	46
4.2.	Efectos de la propagación atmosférica.	50
4.2.1.	Definiciones.	50
4.2.2.	Modelo atmosférico.	52
4.2.3.	Diámetro de coherencia de la atmósfera.	53
4.3.	Conclusiones.	53
5.	Interferencia y detección electroóptica.	55
5.1.	Ecuación básica.	56
5.2.	Potencia y relación Señal a Ruido.	58
5.3.	Limitaciones en la coherencia temporal.	60
5.3.1.	Ancho espectral y alcance máximo del sistema.	60
5.3.2.	Pérdidas debidas a los modos longitudinales del láser.	62
5.4.	Área efectiva y campo de visión del receptor.	65
5.5.	Ensanchamiento espectral de la señal Doppler por dispersión en el blanco.	71
5.5.1.	Ensanchamiento debido a la rugosidad de la superficie del blanco.	72
5.5.2.	Ensanchamiento debido al ángulo de convergencia.	73
5.5.3.	Ensanchamiento debido a la diferencia de velocidades en el spot.	74
5.5.4.	Incertidumbre en la medida de la velocidad.	75
5.6.	Mezcladores ópticos.	78
5.6.1.	Mezcladores en óptica no guiada.	78
5.6.2.	Mezcladores en fibra.	81

PARTE II: DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA LIDAR COHERENTE DE ONDA CONTINUA **83**

1.	Presentación del Sistema.	85
1.1.	Consideraciones sobre seguridad.	88
2.	Selección de componentes para el sistema.	91
2.1.	Selección de transmisor.	91
2.2.	Selección del fotodetector y del módulo preamplificador.	95
3.	Blancos de laboratorio.	99
3.1.	Blanco rotatorio.	99

3.2.	Blanco lineal.	102
4.	Prototipo de laboratorio.	107
4.1.	Descripción.	107
4.2.	Análisis óptico.	109
4.2.1.	Haz transmitido.	109
4.2.2.	Oscilador Local Retropropagado (<i>BPLO</i>).	118
4.2.3.	Comentario.	118
4.3.	Balances de potencia.	119
4.4.	Tolerancia en distancia.	127
4.5.	Medidas preliminares.	131
4.5.1.	Medidas con el blanco rotatorio.	133
4.5.1.1.	Medidas a pequeña velocidad.	133
4.5.1.2.	Medidas a alta velocidad.	137
4.5.1.3.	Medidas con perturbación atmosférica.	139
4.5.2.	Medidas con el blanco lineal.	140
4.5.2.1.	Medidas a pequeña velocidad.	141
4.5.2.2.	Medidas a alta velocidad.	142
4.5.3.	Conclusiones.	143
5.	Desarrollo de un subsistema de adquisición y medida de frecuencia.	145
5.1.	Efectos del ruido en la medida de frecuencia.	145
5.2.	Subsistema buscador de portadora.	148
5.2.1.	Bloque analizador de espectros.	151
5.2.2.	Bloque contador de frecuencia.	153
5.3.	Adquisición, procesado y presentación de datos.	154
5.4.	Calibración del subsistema.	156
6.	Medidas sistemáticas y análisis de los resultados.	163
6.1.	Medidas con el blanco rotatorio.	167
6.1.1.	Medidas a velocidad constante a <i>3 m</i> .	167
6.1.2.	Medidas a velocidad constante a <i>6 m</i> .	176
6.1.3.	Medidas a velocidad constante a <i>7 m</i> .	182
6.1.4.	Medidas con velocidad variable.	186
6.2.	Medidas con el blanco lineal.	187
6.2.1.	Medidas a velocidad constante a <i>1 m</i> .	187
6.2.2.	Medidas con velocidad variable.	190

PARTE III: DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA LIDAR PULSADO INCOHERENTE

191

1.	Presentación del Sistema.	193
1.1.	Consideraciones sobre seguridad.	195
2.	Selección de componentes para el sistema.	197
2.1.	Selección del transmisor.	197
2.1.1.	Diodo láser.	198

2.1.2.	Pulsador para el diodo láser.	199
2.1.3.	Colimador.	202
2.2.	Selección del fotodetector y del módulo preamplificador.	203
3.	Blancos de laboratorio.	205
4.	Prototipo de laboratorio	207
4.1.	Descripción.	207
4.2.	Análisis óptico.	209
4.3.	Balances de potencia.	217
4.4.	Medidas preliminares.	221
4.4.1.	Medidas de tensión detectada.	221
4.4.2.	Medidas de retardo.	227

PARTE IV: DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES. APLICACIONES. LÍNEAS FUTURAS. 229

1.	Discusión y Conclusiones.	231
2.	Aplicaciones.	235
2.1.	Control de Tráfico.	235
2.2.	Control de procesos industriales.	239
2.3.	Sistemas de guiado.	241
3.	Líneas futuras.	243
3.1.	Sistemas heterodinos.	243
3.2.	Sistemas coherentes basados en láser de semiconductor y óptica guiada.	245
3.2.1.	Sistemas con mezcla en el propio diodo láser.	245
3.2.2.	Sistemas con mezcla en un fotodiodo externo.	246
3.3.	Sistemas pulsados coherentes. Aplicación a estudio de la atmósfera.	247

BIBLIOGRAFÍA 251

APÉNDICES 263

A.1.	Especificaciones del fotodiodo C30902E.
A.2.	Especificaciones del integrado CLC425.
A.3.	Expresión completa de la ecuación algebraica II.15.
A.4.	Esquema eléctricos del buscador de portadora.
A.5.	Esquema eléctrico del bloque contador de frecuencia.
A.6.	Programa LabView™ del subsistema de adquisición, medida y presentación del lidar coherente.
A.7.	Especificaciones del diodo láser SDL-2100-E1.

Introducción y Objetivos.

Los sistemas *lidar* (*LIght Detection And Ranging*) son la extensión natural de las técnicas radar a frecuencias ópticas. Este cambio frecuencial de unos cinco órdenes de magnitud implica la posibilidad de detectar toda una serie de fenómenos a los que la propagación en la banda de microondas es insensible.

El gran avance en el desarrollo de los sistemas láser ha puesto en el mercado toda una gama de fuentes de radiación en frecuencias ópticas de una gran calidad y coherencia. Dependiendo de la aplicación, se emplean tanto sistemas láser pulsados como de onda continua. Las diversas tecnologías disponibles incluyen láseres de gas (CO₂, HeNe, gases nobles, excímeros, etc.), de estado sólido (YAGs, YLFs, fibra dopada con Erblio, etc.) o semiconductores [Hecht, '94] y son elegidas según la aplicación.

De tal importancia es el desarrollo de fuentes láser para los sistemas *lidar* que muy habitualmente se denominan como *radar láser* o *ladar* (*LAser Detection And Ranging*). El resto de fuentes ópticas han pasado a un segundo plano o bien han sido abandonadas definitivamente.

Una de las aplicaciones más importantes de los sistemas *lidar* es el estudio de la atmósfera sobre los que se puede encontrar información detallada en las referencias [Huffaker, 70], [Hinkley, 76], [Measures, 84],[Huffaker, 96], entre otras .

La detección e identificación de blancos sólidos es el otro gran campo de aplicación de estos sistemas. Así, se han descrito sistemas de reconocimiento de blancos [Verly, 96], de control de tráfico, [Fisher, 92], de formación de imagen tridimensional, [Osche, 96], o sistemas de visión artificial [Rombaut, 95], [Carmer, 96].

Las medidas de distancia y velocidad de los blancos son las operaciones básicas de estos sistemas. Aunque existen procedimientos alternativos ([Stann, 96]), en el presente trabajo nos centraremos en la detección del movimiento, ya sea del blanco completo o de las rugosidades de su superficie, según los dos esquemas siguientes:

- La medida instantánea de la velocidad del móvil, a partir del desplazamiento Doppler producido en la luz dispersada;
- La medida sucesiva de la distancia que separa al móvil de nuestro sistema, a partir del “tiempo de vuelo” de la radiación que, emitida por el lidar, se refleja en el blanco y es recogida por el sistema.

El primer esquema da lugar a sistemas lidar de onda continua, semejantes a los sistemas radar empleados por la policía en el control de tráfico o los llamados “detectores de intrusos”. El segundo da lugar a sistemas pulsados, semejantes a los sistemas radar de control de tráfico aéreo, si bien presentan una resolución en distancia mucho mayor.

Durante mucho tiempo se ha trabajado en longitudes de onda del orden de $10 \mu m$ (Infrarrojo lejano) debido a la disponibilidad, flexibilidad y potencia de los láseres de CO_2 , lo que implica trabajar con detectores de HgTeCd, que han de ser refrigerados. Esto complica y hace poco manejable el receptor. En sistemas de baja potencia el empleo de los láseres de HeNe ($\lambda = 0,633 \mu m$) los láseres de estado sólido y los de semiconductor (con longitudes de onda entre $0,5$ y $1,5 \mu m$) [Hecht, '92] hace posible trabajar en la banda del visible y el infrarrojo cercano, con fotodetectores que presentan una sensibilidad razonable sin necesidad de refrigeración.

El objetivo fundamental de esta tesis es el **estudio y desarrollo de sistemas de bajo coste de sistemas lidar para detección y medida de velocidad de blancos sólidos**. Este objetivo general se estructura en los siguientes:

- Estudio genérico de los sistemas lidar de baja potencia y de sus posibilidades en la detección de distancia y velocidad de blancos sólidos.
- Análisis de las propiedades estadísticas de la luz dispersada por superficies rugosas.
- Análisis de los diferentes fenómenos ópticos implicados en los sistemas lidar, prestando una especial atención al fenómeno de interferencia óptica.

- Estudio de los diferentes dispositivos ópticos y electroópticos disponibles en el mercado. Elección del tipo de láser y de fotodetector para los sistemas coherente e incoherente.
- Estudio, diseño y montaje de un prototipo de laboratorio de un sistema lidar coherente de onda continua para medida instantánea de velocidad.
- Diseño y montaje de un subsistema de adquisición, medidas y procesado para el lidar coherente.
- Estudio, diseño y montaje de un prototipo de laboratorio de un sistema lidar pulsado incoherente para medida de distancias.
- Análisis comparativo de prestaciones. Aplicaciones. Consideraciones sobre sistemas mixtos.

El contenido de la presente memoria está estructurado en cuatro partes:

En la primera parte se realiza una rápida comparación entre los sistemas lidar y los sistemas radar de microondas (capítulo I.1), que incluye las características de las antenas a frecuencias ópticas, con ganancias espectaculares, el concepto de sección recta lidar de blancos extensos y la ecuación lidar así como un vistazo a los órdenes de magnitud del desplazamiento Doppler. A continuación se presenta un repaso del principio de funcionamiento de los sistemas láser (capítulo I.2) y fotorreceptores (capítulo I.3) disponibles en el mercado. El lector iniciado en estos temas podrá obviar la lectura de estos capítulos sin problema.

En el capítulo I.4 se hace un repaso a las propiedades estadísticas de la luz, a fin de determinar la distorsión aleatoria del frente de onda de la luz dispersada por superficies rugosas y su posterior propagación en la atmósfera. Éstos son aspectos de gran interés a la hora de determinar las aperturas de recepción más adecuadas en sistemas coherentes.

En el capítulo I.5 se hace un análisis del fenómeno de la interferencia óptica y su detección, proceso básico en la recepción coherente que nos permite determinar el desplazamiento Doppler que ha sufrido la luz dispersada por un blanco rugoso. Se determina el tipo de señal eléctrica detectada, su potencia y el ruido asociado a la detección. Se analiza la influencia de las limitaciones en la coherencia temporal de la radiación emitida por el láser transmisor: la debida a la presencia en la cavidad de varios modos longitudinales de oscilación y la debida al ancho espectral de cada uno de ellos. La determinación conjunta del área efectiva del receptor y del campo de visión del mismo es también un aspecto clave en sistemas con recepción coherente, en el que aparece el concepto de *oscilador local retropropagado*, *BPLO* (*BackPropagating Local Oscillator*, [Siegman, 66]), de gran utilidad en el análisis de la eficiencia en la mezcla óptica de los sistemas ópticos coherentes. También se describen varios fenómenos que provocan el ensanchamiento espectral de la señal Doppler detectada, lo que marca las cotas mínimas en la resolución en la medida de velocidad de sistemas lidar coherentes. Finalmente se describen

algunas estructuras para mezcladores ópticos.

En la segunda parte se detalla el proceso de diseño, construcción y medidas de un sistema lidar coherente de onda continua, presentado en el capítulo II.1. Se trata de un sistema de bajo coste basado en un solo transmisor láser que sirve de fuente tanto para la señal transmitida como para el oscilador local y que trabaja con óptica no guiada. Es capaz de realizar medidas de velocidad de superficies rugosas que, situadas a una distancia conocida, se desplacen, presentando una componente de velocidad longitudinal, respecto del sistema, no nula. En el capítulo II.2 se justifica la elección de los diversos componentes del sistema. Para el láser se elige un modelo de HeNe y para el sistema fotorreceptor un módulo integrado que incluye un fotodiodo de avalancha y un amplificador de transimpedancia. En el capítulo II.3 se describen los blancos rotatorio y lineal empleados en el laboratorio. En el capítulo II.4 se describe la óptica del prototipo monoestático de laboratorio; se realiza el análisis óptico del mismo, así como los balances de potencia. También se define un criterio acerca de la tolerancia en distancia del sistema. Por último se detallan las medidas preliminares realizadas con el sistema, empleando como instrumento un analizador de espectros. En el capítulo II.5 se describe el subsistema de adquisición, medida y procesado desarrollado. Este subsistema, al que hemos denominado *buscador de portadora*, puede ser entendido como un analizador de espectros *ad hoc*, seguido de un detector de pico de la señal de video del analizador y de un contador de frecuencia. La relativa complejidad de este subsistema se justifica por el ruido presente en la señal Doppler detectada, lo que hace imposible realizar la medida directa de su frecuencia. En el capítulo II.6 se detalla las medidas sistemáticas realizadas en el laboratorio con el sistema completo.

La tercera parte describe un sistema lidar incoherente pulsado, presentado en el capítulo III.1. Se trata de un sistema clásico de radar, en el que la distancia al blanco es determinada a partir del “tiempo de vuelo” de los pulsos emitidos por un transmisor, cuyos ecos son detectados de forma incoherente. La ventaja que presentan en este caso los sistemas lidar frente a los sistemas radar es la posibilidad de generar pulsos muy cortos (del orden de algunos nanosegundos) con láseres muy sencillos. En el capítulo III.2 se justifica la elección de los componentes del sistema. Se ha escogido un sistema transmisor basado en un diodo láser por su facilidad para ser pulsado, mientras que el sistema fotorreceptor es el mismo empleado en el sistema coherente. En el capítulo III.3 se describe el blanco de laboratorio empleado. En el capítulo III.4 se describe el prototipo de laboratorio. Se realiza un análisis genérico del rendimiento en recepción, debido al efecto del desenfoque, lo que lleva a la elección de la distancia focal y diámetro más adecuados para la óptica de recepción. Por último se detallan los resultados de las medidas preliminares realizadas con el sistema.

En la cuarta parte está dedicada al análisis crítico y a plantear las perspectivas de futuro de estos sistemas. Así, en el capítulo IV.1 se realiza una valoración crítica y comparativa de las prestaciones de ambos sistemas y se propone el empleo en sistemas coordinados, en los que un sistema pulsado determine la distancia a la que se encuentra el blanco, lo cual permite enfocar con

precisión el sistema coherente y realizar la medida de velocidad. En el capítulo IV.2 se proponen posibles aplicaciones de estos sistemas, entre las que se incluyen sistemas para control de tráfico y sistemas de control industrial. El capítulo IV.3 describe las perspectivas de actividad futura en el campo de los sistemas lidar, entre los cuales se encuentra la construcción de sistemas heterodinos, sistemas en óptica guiada, con transmisores basados en diodos láser, con mezcla óptica en el propio láser o bien en un fotodiodo externo y sistemas coherentes pulsados para medida de campos de vientos. Las posibilidades de estos sistemas son muy interesantes, ya que permiten disponer de sistemas muy flexibles y compactos, así como incorporar técnicas como la mezcla en el propio diodo láser.

Se ha intentado que el texto sea comprensible y útil, excluyendo desarrollos matemáticos complejos y remitiendo a fuentes autorizadas. En ocasiones, no obstante, la necesidad de definir las magnitudes a emplear ha resultado en textos que, si bien largos, hemos procurado que no sean farragosos.

Parte I:
Conceptos Generales

1. Sistemas Lidar.

En este capítulo se detallan toda una serie de conceptos básicos asociados a los sistemas Lidar. La mayor parte de ellos surgen de la comparación con los sistemas radar de microondas.

1.1. ANTENAS A FRECUENCIAS ÓPTICAS.

Generalmente las antenas de los sistemas que trabajan en frecuencias de microondas presentan ganancias de pequeño valor, a menos que sean de gran tamaño. Esto implica que estos sistemas tienen una baja directividad, esto es, tienen una resolución muy baja en ángulo [Fisher, 92]. Por ejemplo un sistema con una antena de apertura de 20 cm de diámetro trabajando a 1 GHz , presenta una ganancia del orden de unos 6 dB , que equivale a una resolución angular de unos 87° [Balanis, 82].

Una de las mejoras más relevantes conseguidas trabajando a frecuencias ópticas es la elevadísima ganancia tanto de las antenas transmisoras como de las receptoras. A continuación se resumen las conclusiones de los tres artículos clásicos de Klein y Degnan [Klein, 74], [Degnan, 74] y [Klein, 76].

La ganancia en transmisión de una antena óptica que emite un haz gaussiano colimado puede

calcularse mediante la siguiente expresión:

$$G_T(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{4 \pi A_T}{\lambda^2} \right) + 10 \log_{10} [g_T(\alpha, \beta, \gamma, X)] \quad (I.1)$$

donde el primer término representa la cota teórica de ganancia a conseguir y el segundo considera los efectos debidos al tipo de iluminación de la apertura y su truncamiento, el posible bloqueo de la misma (si la antena es, por ejemplo, un telescopio reflector) y el desapuntamiento. Nos centraremos en el primer término donde:

A_T : área efectiva de emisión, igual a πa_T^2 , donde a es el radio del haz transmitido
 λ : longitud de onda.

Este término predice valores espectaculares de ganancia para aperturas de valor moderado. Así por ejemplo, para un láser de HeNe ($\lambda = 633 \text{ nm}$) cuya apertura suele ser de alrededor de 1 mm de diámetro ($a = 0,5 \text{ mm}$), la ganancia resultante es de unos 74 dB . En el caso de un modesto diodo láser que emita en $\lambda = 830 \text{ nm}$ y cuya área efectiva tenga unas dimensiones de $1 \times 10 \mu\text{m}$, la ganancia correspondiente es de unos 20 dB . El segundo término de (I.1) disminuye ligeramente este valor, pero no más allá de unos cuantos dB para una antena correctamente diseñada y considerando que trabajamos en el eje de la misma y en campo lejano. Así un telescopio reflector de 20 cm de diámetro, para una longitud de onda de 633 nm , puede presentar una ganancia de casi 100 dB .

Si estas ganancias son traducidas en anchos del haz transmitido, θ_T , empleando la expresión aproximada:

$$\theta_T \approx \sqrt{\frac{4 \pi}{G_T}} \quad (I.2)$$

se obtiene para el láser de HeNe un ancho de haz de unos $0,6 \text{ mrad}$ s y para el diodo láser unos anchos de haz de $1,2 \times 0,12 \text{ rad}$ s ($69^\circ \times 6,9^\circ$). El ancho del haz transmitido por el telescopio de 20 cm es de unos $32 \mu\text{rad}$ s ($0,0018^\circ$).

Klein y Degnan dan una expresión muy similar para el caso de un receptor óptico coherente:

$$G_R(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{4 \pi A_R}{\lambda^2} \right) + 10 \log_{10}(1 - \gamma^2) + 10 \log_{10} \eta \quad (I.3)$$

cuyo segundo término también incluye los efectos de bloques y el tercero de la eficiencia del receptor. Los valores del primer término coinciden, obviamente con los de la ganancia en transmisión. En este caso, el término $A_R = \pi a_R^2$ corresponde a las dimensiones de un haz ficticio

conocido como Oscilador Local Retropropagado (BPLO, *BackPropagating Local Oscillator*, [Siegman, 66]) que define la apertura de recepción del sistema.

Todos estos cálculos se han hecho teniendo en cuenta que se está trabajando en campo lejano. Sin embargo, los sistemas que trabajan a distancias cortas, como los descritos en la presente tesis, no siempre cumplen la condición de trabajar en campo lejano. Jelalian [Jelalian, 92] propone una sencilla expresión, obviamente dependiente de la distancia al transmisor, que aproxima el ancho de haz en transmisión θ_T que tiene en cuenta este efecto:

$$\theta_T(R) = \sqrt{\left(\frac{2 a_T K_a}{R}\right)^2 + \left(\frac{K_a \lambda}{2 a_T}\right)^2} \quad (I.4)$$

donde K_a es una constante dependiente del truncamiento de la iluminación de la apertura, de valor 2,44 en el caso peor de iluminación uniforme y R es la distancia entre el blanco y el transmisor.

En (I.4) se aprecia cómo para distancias al sistema transmisor $R < 4 a_T^2 / \lambda$, campo cercano, el primer término impone un ancho de haz inversamente proporcional a R . Esto implica que toda la radiación transmitida queda encerrada en un "cilindro" de diámetro constante igual a $2 a_T K_a$. Este comportamiento es el típico de haces gaussianos [Saleh-Teich, 91]. Para distancias superiores, $R > 4 a_T^2 / \lambda$, sin embargo el comportamiento es el descrito anteriormente: θ_T alcanza el valor correspondiente a campo lejano y, a partir de ahí, se produce una divergencia de valor constante.

1.2. SECCIÓN RECTA LIDAR.

Como ya se ha discutido, la gran directividad es una de las características primordiales de los sistemas ópticos. Esta característica marca una profunda diferencia con los sistemas basados en microondas, relativa a los blancos [Jelalian, 92].

En los sistemas de microondas los tamaños de éstos son generalmente mucho menores que la zona iluminada por el transmisor, esto es, son "blancos puntuales". Esto es característico no sólo del tipo de blancos empleados sino también de tener anchos de haz generalmente superiores a 1° . Por lo tanto la *sección recta radar*, (*RCS*, *Radar Cross Section*, [Skolnik, 80]), del blanco depende, fundamentalmente, del tamaño de éste, y es independiente de la distancia a que se encuentre, como se aprecia en la figura 1.

Sin embargo, en sistemas tan directivos como los que trabajan a frecuencias ópticas, ya sea por que el tamaño del blanco sea muy grande (la propia atmósfera), por los extremadamente pequeños anchos de haz transmitido o por ambas cosas, generalmente el blanco intercepta TODA la

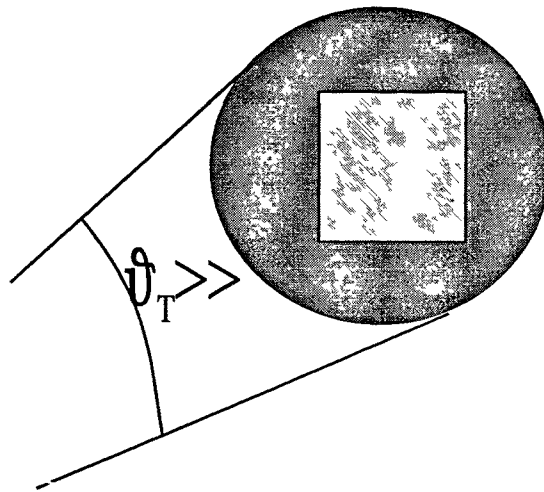


Figura I 1. Blanco puntual iluminado por un haz electromagnético

potencia transmitida, que no haya sido atenuada por la atmósfera. Es lo que se llama un *blanco extenso*. Esto hace que, en este caso, la sección recta, que ahora llamaremos *sección recta lidar (LCS)*, sea dependiente de la distancia a la que esté situado el blanco. Esta situación aparece representada en la figura 2. El área iluminada sobre la superficie del blanco es igual a:

$$\sigma = \rho \frac{\pi R^2 \theta_T^2}{4} \quad (I.5)$$

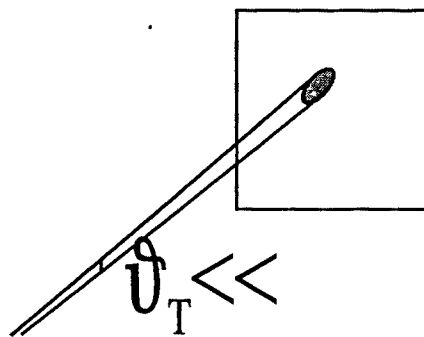


Figura I 2. Blanco extenso iluminado por un haz óptico

donde ρ es un parámetro que mide la proporción de potencia interceptada por el blanco que es retrodispersada. Esta situación provoca que el estudio de la sección recta lidar sea, fundamentalmente, el estudio de la reflectividad o, más propiamente, de las características de dispersión (también llamada *retrodispersión*) de los materiales que conforman los blancos de nuestros sistemas lidar [López, 95].

1.3. ECUACIÓN LIDAR.

Análogamente a la ecuación radar [Skolnik, 80], podemos establecer una *ecuación lidar* [Jelalian, 92], incluyendo los efectos citados anteriormente. Así, la potencia dispersada por un blanco y recibida por un sistema radar, P_R , se puede calcular de la siguiente forma:

$$P_R = \left(\frac{P_T G_T}{4 \pi R^2} \right) \left(\frac{\sigma}{4 \pi R^2} \right) \left(\pi a_R^2 \right) \eta_{ATM} \eta_{SYS} \quad (I.6)$$

donde: P_T : Potencia transmitida
 η_{ATM} : factor de transmisión atmosférica
 η_{SYS} : rendimiento en tx/rx del sistema.

y el resto de los parámetros son los definidos anteriormente. El primer término describe la densidad de potencia radiada a una distancia R en la dirección de máxima radiación; el segundo, la potencia que intercepta y refleja el blanco debido a su sección recta σ , y tras la propagación inversa, la densidad de potencia disponible en la apertura de recepción del sistema; el tercero, el área efectiva de la antena, que se traducirá en una potencia disponible para el receptor; η_{ATM} y η_{SYS} son términos que miden los rendimientos de transmisión atmosférica y de eficiencia del sistema, que serán discutidos más adelante.

Considerando qué se trata de un sistema monoestático, y por lo tanto la apertura de transmisión es la misma que la de recepción, y sustituyendo la ganancia por su valor correspondiente de ancho de haz transmitido según (I.2), se puede llegar a una expresión más compacta:

$$P_R \approx \frac{P_T \sigma a^2}{4 R^4 \theta_T^2} \quad (I.7)$$

donde se aprecia claramente la dependencia con el inverso de R^4 , común con los sistemas radar de microondas. Sin embargo, sustituyendo la expresión de la sección recta lidar (I.5), se obtiene:

$$P_R \approx \frac{P_T \pi a_R^2 \rho}{16 R^2} \quad (I.8)$$

donde se aprecia cómo la dependencia con R^2 de la sección recta lidar compensa parcialmente la dependencia inversa con R^4 de la potencia recibida, quedando una dependencia global con $1/R^2$. Este resultado es de gran importancia, ya que reduce notablemente las potencias que hay que poner en juego en los sistemas lidar, respecto de los sistemas radar.

En el caso de estar el blanco situado en campo cercano, se deberían alterar ligeramente los diferentes términos presentes en las ecuaciones (I.6) a (I.8), si bien el resultado es el mismo: el

blanco intercepta TODA la potencia emitida por el sistema transmisor, con lo cual la dependencia con la distancia de la potencia recibida es como $1/R^2$.

1.4. DESPLAZAMIENTO DOPPLER.

Otra de las características más importantes de los sistemas que trabajan en frecuencias ópticas es el elevado desplazamiento Doppler que proporcionan. La siguiente expresión calcula el desplazamiento Doppler para un sistema radar monoestático, en función de la velocidad del blanco y de la longitud de onda de trabajo:

$$\Delta f_{Doppler} = \frac{2 v_{móvil}}{\lambda} \quad (I.9)$$

donde: $\Delta f_{Doppler}$: Desplazamiento Doppler
 $v_{móvil}$: velocidad radial del móvil

A continuación se detallan, de acuerdo con (I.9), los desplazamientos Doppler para las longitudes de onda típicas y para una velocidad de 1 m/s :

λ	$\Delta f_{Doppler}$
532 nm	3,76 MHz
633 nm	3,16 MHz
830 nm	2,4 MHz
1 064 nm	1,88 MHz

Tabla I.1 Desplazamientos Doppler para velocidad radial de 1 m/s .

Como se puede apreciar estos desplazamientos Doppler son unos 5 órdenes de magnitud mayores que los que se consiguen trabajando a frecuencias de microondas, que no superan los 400 Hz/(m/s) para una portadora de 60 GHz . Esto implica una mayor resolución en la medida de velocidad, así como un menor tiempo necesario para medir la frecuencia Doppler.

2. Sistemas Láser.

Ya se ha comentado previamente la gran importancia que, para los sistemas Lidar, tiene el láser. Las características principales de un sistema vendrán, generalmente, determinadas por las de su sistema transmisor: longitud de onda, potencia (ya sea media o instantánea), duración de la emisión (pulsada o continua), tamaño y divergencia del haz, coherencia (espacial y temporal), eficiencia rendimiento energética, requerimientos de alimentación, etc.

Durante mucho tiempo, la tecnología lidar (tanto coherente como incoherente) ha estado vinculada al láser de CO₂: su robustez, flexibilidad, elevado rendimiento y, a la vez, extraordinarias características espectrales [OSA, 95], [SPIE, 96] le han hecho acreedor de una gran importancia en la historia del lidar. Sin embargo, la necesidad de refrigerar los detectores electroópticos en $10\ \mu\text{m}$, así como los avances en otro tipo de fuentes láser en longitudes de onda inferiores, le ha hecho perder parte de ese protagonismo.

En este capítulo haremos un brevísimo repaso a la teoría láser, así como a las diferentes tecnologías disponibles en la actualidad. Este repaso no pretende ser exhaustivo ni tampoco recoger los últimos avances, sino solamente situar en su entorno las fuentes láser que se emplearán en la parte experimental del presente trabajo. De esta forma no se citarán láseres como los de colorante, de electrones libres o los de rayos X. Para mayor información pueden

consultarse, entre otras, alguna de las siguientes referencias: [Hecht, 92], [Hecht, 94], [Yariv, 89], [Siegman, 86].

2.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES.

Un LÁSER (*Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation*) es, esencialmente un oscilador en frecuencias ópticas. Como todo oscilador consta de un amplificador y de un bloque de realimentación positiva muy selectivo en frecuencia, como se puede apreciar en la figura I.3.

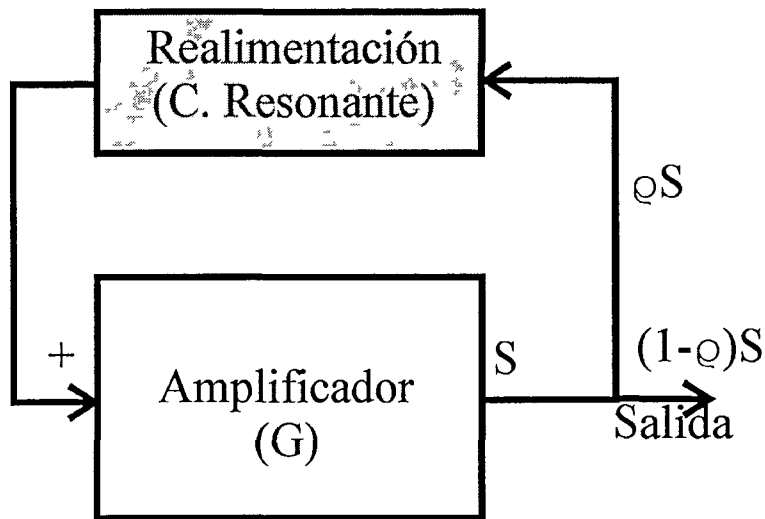


Figura I.3. Esquema funcional de un láser.

Ambos bloques suelen estar realizados por una estructura común: un medio activo limitado en dos de sus caras por espejos [Yariv, 89].

El medio activo, que realiza la función de amplificación, opera con el mecanismo conocido como *emisión estimulada*: los fotones que interactúan con centros activos (átomos, moléculas, electrones, según el tipo de medio activo) excitados pueden provocar la emisión de fotones correspondientes a la misma longitud de onda y en fase con los fotones incidentes. Bajo ciertas condiciones, conocidas como *inversión de población*, la probabilidad de que un fotón dé lugar a la emisión estimulada de otro supera a la de que un fotón sea absorbido, consiguiéndose un efecto de amplificación, puesto que partiendo de una señal inicial conseguimos incrementar su potencia de manera coherente. La tecnología ha demostrado que una gran cantidad de materiales pueden ser candidatos aceptables a medios activos: sólidos, líquidos y gases [Higgins, 95].

El medio activo está limitado en sus caras más distantes por dos espejos: generalmente uno de ellos con reflectividad del *100%* y el otro con una reflectividad algo inferior. A esta estructura se le conoce como *resonador Fabry-Perot* y tiene la característica fundamental de ser muy selectiva en frecuencia.

Mediante el empleo de esta estructura, construida según diferentes tecnologías que más adelante serán comentadas, es posible obtener una radiación en frecuencias ópticas que tiene las siguientes características [Hecht, 94]:

Longitud(es) de onda

Habitualmente un láser emite radiación en una sola longitud de onda, o bien en un pequeño rango de ellas. Esta característica está muy vinculada al tipo de medio activo empleado y, por tanto, al tipo de láser empleado. Un medio activo excitado, de manera que la inversión de población sea suficiente, presenta ganancia para ciertos intervalos de longitud de onda. La curva de ganancia en función de la longitud de onda definirá el margen de longitudes de onda en las cuales el láser puede oscilar (en inglés se habla del verbo *to lase*, "lasear"), que son aquellas para las cuales el medio presenta una ganancia mayor de un cierto valor umbral. También según el tipo de óptica presente en el láser, se puede conseguir que, para un mismo medio activo, la longitud de onda de emisión varíe. Así, se puede conseguir que el HeNe (una mezcla de gases que da lugar a un medio activo muy empleado) oscile en las proximidades de las longitudes de onda 543, 633 y 3.393 nm. En la tabla I-2 ([Hecht, 94]) pueden verse las longitudes de onda a que emiten láseres con diferentes medios activos.

Type	Wavelength
Argon-fluoride excimer	192 nm
Krypton-fluoride excimer	249 nm
Xenon-chloride excimer	308 nm
Nitrogen gas (N ₂)	337 nm
Organic dye (in solution)	320–1000 nm (tunable)
Helium-cadmium	325, 442 nm
Argon-ion	275–303, 330–360, 450–530 nm
Krypton-ion	330–360, 420–800 nm
Helium-neon	543, 632.8, 1150 nm
Semiconductor (GaAlInP family)	630–680 nm
Titanium-sapphire	680–1130 nm (tunable)
Ruby	694 nm
Alexandrite	720–800 nm (tunable)
Semiconductor (GaAlAs family)	750–900 nm
Neodymium-YAG	1064 nm; 532, 355, 256 harmonics
Semiconductor (InGaAsP family)	1200–1600 nm
Hydrogen-fluoride chemical	2600–3000 nm
Carbon-monoxide	5000–6000 nm
Carbon-dioxide	9000–11,000 nm (main line 10,600 nm)

Tabla I.2. Longitudes de onda fundamentales de láseres comerciales [Hecht, 94]

Los láseres son habitualmente descritos como *monocromáticos*, aunque no emitan estrictamente en una sola longitud de onda, pero el margen de éstas es tan estrecho que, para la mayoría de los propósitos esto es irrelevante. No obstante, en sistemas coherentes como el que se describe en la Parte II del presente trabajo es importante no tanto el disponer de una fuente láser que emita estrictamente en una longitud de onda, como conocer perfectamente el número y separación entre éstas.

Esta última propiedad vendrá marcada por las dimensiones de la cavidad Fabry-Perot, según la expresión:

$$\lambda = \frac{2 L}{N} \quad (\text{I.10})$$

donde L es la longitud de la cavidad y N es un número natural. Esto implica que la longitud de onda de emisión debe ser un submúltiplo entero del doble de la longitud de la cavidad. Todas las longitudes de onda que cumplan la ecuación (I.10) y para las que el medio activo presente una ganancia superior a la umbral, serán emitidas por el láser, como se aprecia en la figura, constituyendo los *modos longitudinales* de la emisión.

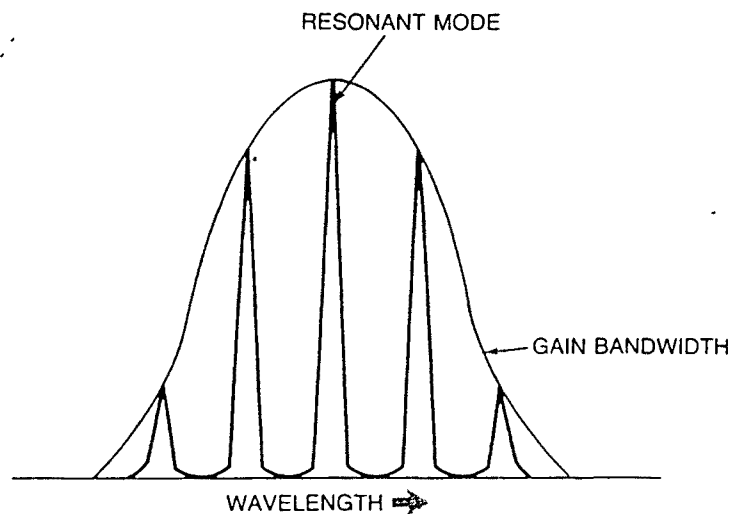


Figura I.4. Varias longitudes de onda resonantes en una cavidad Fabry-Perot, dentro de la curva de ganancia del medio activo [Hecht, 94].

Existen láseres llamados *multilínea*, que emiten en dos o más longitudes de onda, ya que la curva de ganancia del medio activo presenta diferentes intervalos susceptibles de cumplir las condiciones de oscilación. En algunos la separación entre ellas es pequeña, como el láser de argón

que emite diferentes líneas situadas entre 450 y 530 nm, mientras que en otros están bastante separadas, como en el láser de CO₂, que emite entre 9 y 11 μm.

Potencia y envolvente

La potencia del haz de salida de un láser varía ampliamente entre los diferentes tipos láser. Así podemos encontrar potencias de algunos microwatios en láseres de semiconductor integrados en dispositivos de conmutación óptica hasta potencias de gigawatios en grandes láseres de CO₂ o estado sólido.

Pero las características de potencia no pueden separarse de las de la envolvente de la señal de salida. Así hay láseres que emiten luz de manera continua, en la que coinciden los valores de potencia media e instantánea. Sin embargo otros emiten pulsos de corta duración (en la actualidad se consiguen longitudes de pulso *inferiores al femtosegundo*) y, para potencias medias relativamente bajas, emiten potencias instantáneas altísimas.

Una situación intermedia es la de láseres *modulados en amplitud*. Generalmente esta modulación actúa sobre láseres de onda continua, ya sea internamente o empleando moduladores externos. También en éstos habrá que definir cuidadosamente la potencia instantánea y la media.

Casi todos los tipos de fuentes láser pueden ser empleadas en cualquiera de los tres regímenes: continuo, modulado o pulsado, si bien pueden requerir modificaciones en su principio de funcionamiento.

Tamaño y divergencia del haz

Como se ha comentado en el capítulo I.1, un láser se comporta como una antena transmisora. Así, dependiendo del tamaño de su apertura presentará una cierta divergencia, que se manifestará cuando se analice su radiación en campo lejano.

Los láseres de semiconductor son los que presentan una menor apertura (del orden de algunas decenas de micras), y por tanto mayor divergencia, mientras que los láseres de estado sólido y algunos de gas son los que presentan mayores aperturas, del orden del centímetro.

Polarización

La radiación procedente de un láser puede estar polarizada de manera lineal o bien elípticamente, o también estar polarizado de manera aleatoria. Si se requiere para una aplicación un láser polarizado linealmente, será interesante conocer la relación de polarización principal a ortogonal.

Coherencia

La coherencia, tanto *espacial* como *temporal* [Saleh-Teich, 91], es una de las principales características de la radiación emitida por un láser. En el desarrollo de un sistema lidar coherente, como el que se describe en la Parte II, es de vital importancia conocer perfectamente el comportamiento de láser en este sentido [Jelalian, 92].

La coherencia espacial (se alude con este término, generalmente, a la coherencia espacial *transversal*) puede ser parametrizada mediante un *radio de coherencia* que mide, en un plano perpendicular al de propagación de la radiación, la máxima distancia que separa a dos puntos entre los cuales podemos encontrar una referencia común de fase. En la práctica, las características de coherencia espacial de la emisión proporcionada por la mayor parte de los láseres empleados es muy alta, sobre todo si emiten en un *único modo transversal*, esto es, sólo el modo TEM₀₀ está presente en la cavidad resonante.

La coherencia temporal (también denominada coherencia *espacial longitudinal*) está relacionada con la posibilidad de encontrar una referencia común de fase entre la radiación emitida por la misma fuente en momentos separados por un intervalo de tiempo dado. En el caso de un sistema lidar coherente. Esto limitará la máxima distancia a la que puede estar el blanco que nos devuelva un eco. Se parametriza tanto mediante una *longitud de coherencia* (l_c), como mediante un *tiempo de coherencia* (τ_c), relacionados por la expresión:

$$l_c = c \tau_c \quad (\text{I.11})$$

donde c es la velocidad de la luz en el medio donde se produzca la propagación.

La coherencia temporal está íntimamente relacionada con la pureza espectral del dispositivo láser, ya que será tanto mayor cuanto menor sea el margen de longitudes de onda en los que emita. Ya se ha comentado que la mayoría de los láseres monocromáticos emiten en una serie de *modos longitudinales* de oscilación, muy próximas entre ellas, cada una de ellas de gran pureza espectral. En este sentido, en holografía se considera que el factor que limita la coherencia temporal es la separación frecuencial entre estos modos, ν_F , que se puede calcular con la expresión [Saleh-Teich, 91]:

$$\nu_F = \frac{c}{2L} \quad (\text{I.12})$$

donde L es la longitud de la cavidad láser. De acuerdo con (I.12), y teniendo en cuenta (I.11), la máxima longitud de coherencia de un láser es igual al doble de la longitud de la cavidad Fabry-Perot [Drain, 80].

Por contra, en sistemas que incluyan una conversión electroóptica (como los sistemas lidar), y teniendo en cuenta ciertas limitaciones, la longitud de coherencia vendrá dada por la pureza espectral de cada uno de los modos longitudinales de emisión del láser, según la expresión:

$$l_c = \frac{c}{\delta\nu} \quad (I.13)$$

donde $\delta\nu$ es el ancho del modo considerado. Éste viene dada por características de la cavidad resonante, como la reflectividad de los espejos o la presencia de pérdidas varias, que en la teoría clásica de láser se describen con la *fineza* del resonador [Saleh-Teich, 91]. En los láseres de semiconductor es necesario, además, definir otra serie de factores cuya descripción escapa a los objetivos de este trabajo [Henry, 82], [Mooradian, 85], [Yariv, 89].

La limitación que impondrá la presencia de varias líneas espectrales es la máxima frecuencia Doppler que el sistema será capaz de detectar, que será igual a la mitad de la separación frecuencial entre las líneas.

Eficiencia energética

Se trata de una característica de gran importancia, ya que, en general es de un valor muy bajo: tanto para láseres de estado sólido como para láseres de gas no suele superar el 1% [Hecht, 92]. Ello implica, de una parte, la necesidad de una fuente de energía disponible de la que el sistema sólo "aprovechará" una pequeñísima parte y, de otra parte, de la necesidad de disipar el calor en que se transformará el resto y que puede llegar a ser un auténtico problema en el caso de láseres del alta potencia.

Merecen mención aparte los láseres de semiconductor, cuyas eficiencias oscilan entre el 1% y el 30% [Hecht, 92], lo cual los hace especialmente atractivos en aplicaciones en las que la alimentación disponible o la capacidad de disipación de calor sean de pequeña dimensión. También los láseres de CO₂ presentan eficiencias del orden del 20%.

Factores que contribuyen a la eficiencia energética global son: la eficiencia de la fuente de alimentación, la eficiencia de la excitación del medio, la eficiencia de la transición entre niveles y la eficiencia de extracción de energía de la cavidad.

Precio

Un factor que no se debe olvidar en el desarrollo de un sistema es el coste de sus componentes. Los sistemas desarrollados en el presente trabajo aspiran a ser de bajo precio. El del láser será, sin duda, uno de los factores determinantes en el coste total del sistema.

2.2. LÁSERES DE GAS.

Los láseres de gas forman una de las principales familias láser y, por tanto, son empleados en una variedad muy amplia de aplicaciones. La gran facilidad para la prueba en laboratorio de diferentes combinaciones de gases que actúen como medio activo ha hecho que sean la tecnología láser que más tempranamente ha alcanzado la madurez. El aporte energético al medio gaseoso se realiza habitualmente mediante descargas eléctricas, lo cual proporciona una gran flexibilidad, frente al bombeo óptico que necesitan los láseres de estado sólido.

Se ha empleado en los láseres helio y neón, CO₂, CO, nitrógeno, argón, kryptón, vapores metálicos, entre otros. El margen de longitudes de onda es, por tanto, muy amplio, y aparece recogido en la tabla I.3. Si bien en sistemas lidar se han empleado prácticamente todos los láseres existentes, prestaremos un poco de más atención al de helio-neón (HeNe) y al de CO₂. El primero se emplea en un gran número de aplicaciones de baja potencia: alineamiento, lectores de código de barras, holografía, etc., así como en el sistema lidar coherente descrito en la segunda parte de esta memoria; el segundo tiene muchas aplicaciones para las que es necesaria alta potencia, desde procesos industriales de corte o calentamiento, hasta sistemas lidar atmosféricos coherentes (ver por ejemplo las comunicaciones contenidas en [OSA, 95]).

Láser de Helio-Neón

La tecnología de láseres de HeNe está muy madura y permite su construcción a bajo precio, con unas características espectrales muy aceptables. Generalmente emiten en $632,8 \text{ nm}$, pero también en el mercado se encuentran láseres de HeNe que van desde $543,5 \text{ nm}$ (verde) hasta $3,392 \mu\text{m}$ (infrarrojo), si bien lo hacen con una menor eficiencia [Hecht, 92].

Emite de manera continua y su potencia oscila desde algunas décimas de miliwatios hasta unos 75 mW . No obstante, su potencia puede ser modulada hasta frecuencias de 1 MHz en algunos modelos diseñados para ello. No se emplean en modo pulsado.

Según el diseño de la cavidad resonante, la emisión de un láser de HeNe puede ser únicamente en modo TEM₀₀ o bien contener modos superiores. Para conseguir una buena coherencia tanto espacial como es necesario que sea monomodo transversal. Sin embargo, a menos que se acuda a dispositivos de alto precio, emite en varios modos longitudinales, comprendidos en un intervalo frecuencial de $1,4 \text{ GHz}$. Ya se ha comentado previamente que, para ciertas aplicaciones, esto reduce su longitud de coherencia a un valor que es el doble de la longitud de la cavidad Fabry-Perot, normalmente de hasta unos 40 cm .

Type	Wavelength (nm)	(Approximate) Power Range (W)*	Operation
<i>Electronic Transitions</i>			
Molecular fluorine (F ₂)	157	1–5 (avg.)	Pulsed
Argon-fluoride excimer	193	0.5–50 (avg.)	Pulsed
Krypton-fluoride excimer	249	1–100 (avg.)	Pulsed
Argon-ion (UV lines)	275–305	0.001–1.6	Continuous
Xenon-chloride excimer	308	1–100 (avg.)	Pulsed
Helium-cadmium (UV line)	325	0.002–0.1	Continuous
Nitrogen	337	0.001–0.01 (avg.)	Pulsed
Argon-ion (UV lines)	333–364	0.001–7	Continuous
Krypton-ion (UV lines)	335–360	0.001–2	Continuous
Xenon-fluoride excimer	351	0.5–30 (avg.)	Pulsed
Helium-cadmium (UV line)	354	0.001–0.02	Continuous
Krypton-ion	406–416	0.001–3	Continuous
Helium-cadmium	442	0.001–0.10	Continuous
Argon-ion	488–514.5	0.002–25	Continuous
Copper-vapor	510 and 578	1–120 (avg.)	Pulsed
Xenon-ion	540	—	Pulsed
Helium-neon	543	0.0001–0.001	Continuous
Gold-vapor	628	1–10 (avg.)	Pulsed
Helium-neon	632.8**	0.0001–0.05	Continuous
Krypton-ion	647**	0.001–7	Continuous
Helium-neon	1153	0.001–0.015	Continuous
Iodine	1300	—	Pulsed
<i>Vibrational Transitions</i>			
Hydrogen-fluoride (chemical)	2600–3000***	0.01–150	Pulsed or CW
Deuterium-fluoride (chemical)	3600–4000***	0.01–100	Pulsed or CW
Carbon-monoxide	5000–6500***	0.1–40	Pulsed or CW
Carbon-dioxide	9000–11000***	0.1–45,000	Pulsed or CW
<i>Vibrational or Rotational Transitions</i>			
Far-infrared	30,000–1,000,000***	<0.001–0.1	Pulsed or CW

Tabla I.3. Longitud de onda, márgenes de potencia y modo de operación para diferentes tipos de láseres de gas [Hecht, 94].

Sin embargo, cada una de estos modos de emisión tiene gran pureza espectral, inferior en muchos casos a 1 MHz lo cual, en aplicaciones lidar, proporciona una longitud de coherencia superior a los 300 m. La separación entre estos modos depende de la longitud de la cavidad, como ya se ha comentado, siendo un valor típico 500 MHz, para un láser con una cavidad de unos 30 cm que produce un haz TEM₀₀ de unos 5 mW de potencia. La máxima frecuencia Doppler detectable con

un sistema basado en un láser así es de unos 250 MHz . Para modelos multimodo transversal, la diferencia entre las frecuencias de oscilación entre los diferentes modos puede llegar a ser de tan sólo 5 MHz [Yariv, 89], haciéndolos inútiles para sistemas que pretendan detectar desplazamientos Doppler (ver capítulo I.1).

La polarización puede ser lineal (con relaciones de polarización superiores a $500:1$ [Siemens], [Melles-Griot, 95/96]) si bien los modelos más económicos están polarizados aleatoriamente, muy cercanos a la polarización circular.

El diámetro de salida, en láseres monomodo transversal, está alrededor de 1 mm para los láseres de menor potencia, y crece conforme aumenta la potencia. La divergencia del haz está en el orden de 1 mrad para los de menor potencia y puede llegar a ser de sólo $0,5\text{ mrad}$.

La divergencia del haz en láseres multimodo transversal es mucho mayor que en los monomodo, a pesar de su mayor diámetro, pudiendo alcanzar los 8 mrad para un haz de 2 mm de diámetro.

La eficiencia energética de los láseres de HeNe es baja, oscilando entre $0,01$ y $0,1\%$, con potencias consumidas de hasta 400 W .

Láseres de CO_2

Los de CO_2 son los más versátiles de entre los láseres de gas, capaces de funcionar tanto en régimen pulsado como en onda continua y a mayor potencia que ningún otro láser del mercado. Ello lo ha hecho el principal impulsor de los sistemas lidar durante muchos años. Sin embargo su mayor inconveniente para una aplicación que incluya detección electroóptica es su longitud de onda de emisión, situada en el margen entre 9 y $11\text{ }\mu\text{m}$, en el infrarrojo, ya que ello implica emplear fotodetectores refrigerados, como se comentará en el capítulo I.3.

La potencia continua de salida, en los modelos comerciales habituales, alcanza unos 30 W , si bien se pueden encontrar algunos modelos que alcanzan los 25 kW . Entre los modelos pulsados, el láser TEA- CO_2 (*Transversely Excited Atmospheric*) presenta energías por pulso de hasta 500 J , con duraciones que van desde un milisegundo, hasta $0,25\text{ ns}$ para láseres con técnica de *mode-locking* [Siegman, 86].

Los modelos TEM_{00} son de menor potencia de salida que los multimodo, pero presentan un haz de mejor calidad, con divergencias del orden de 1 mrad .

El margen de longitudes de onda en el que se sitúan las líneas de emisión es grande y, habitualmente no suele aparecer especificado por los fabricantes. Sin embargo, el ancho espectral de cada uno de los modos puede hacerse, para modelos de baja presión de gas y onda continua, inferior a 100 Hz , que da lugar a longitudes de coherencia espectaculares. La separación entre

éstos vendrá dada por la longitud de la cavidad (entre 30 cm y 2 m). Aquéllos diseñados para emitir un solo modo presentan polarización lineal, sin necesidad de introducir ningún elemento adicional [Hecht, 92].

La eficiencia de los láseres de CO₂ es también espectacular, pudiendo alcanzar el 20% [Hecht, 94], debido a que las transiciones energéticas (procedentes de estados de vibración de las moléculas del gas) se producen con gran facilidad: según algunos autores, la atmósfera externa de Marte produce radiación con características láser. Su consumo dependerá, obviamente, de la potencia óptica deseada.

2.3. LÁSERES DE ESTADO SÓLIDO.

Los de estado sólido son láseres en los que los centros activos que producen luz son átomos fijos en una red cristalina, o bien en un material vítreo. Su principio de funcionamiento está más relacionado con el de los láseres de gas que con los de semiconductor (diodos láser) y no deben ser confundidos con ellos, a pesar de que en electrónica la denominación "estado sólido" (solid-state) alude a dispositivos de semiconductor. En ellos, una barra de material vítreo o cristalino con impurezas (los átomos que producen la emisión estimulada) añadidas de manera controlada, recibe un aporte de energía en forma de luz procedente de una fuente de bombeo que puede ser continua o pulsada (una lámpara de flash, una lámpara de arco u otro láser, a menudo de semiconductor). Los extremos de esta barra están limitados por dos espejos, formando una cavidad Fabry-Pérot. Los átomos que producen luz son de una gran variedad, generalmente metales: cromo, neodimio, erbio, holmio, cerio, cobalto y titanio. Serán los que determinen la longitud de onda. Los más habituales son:

- cromo (Cr), empleado en los láseres de rubí, que emite en 694,3 nm;
- neodimio (Nd), muy utilizado, en 1 064 nm;
- holmio (Ho), empleado recientemente, en 2,1 μm.

A menudo se emplean técnicas de doblado, triplicado y cuadruplicado de frecuencia empleando cristales con efectos no lineales, debido a la gran potencia de salida de estos láseres cuando operan en régimen pulsado.

Como ya se ha indicado, los átomos que producen la radiación estimulada son impurezas en un material, llamado *host* (literalmente, *hospedador*). La elección de un buen host no es sencilla, ya que es un material que debe ser transparente tanto a la longitud de onda deseada como a la luz de la fuente de bombeo, debe permitir la eliminación rápida del calor residual, su constante de red debe ser compatible con el elemento activo y su influencia sobre sus niveles energéticos, limitada. Los materiales host más empleados son el YAG (Yttrium Aluminium Garnet), óxido de aluminio (zafiro), YLF (Yttrium Lithium Fluoride, YLiF₄), así como diferentes vidrios de silicatos, fosfatos así como silicio fundido.

De igual manera que los láseres de CO_2 generan la emisión estimulada a partir de estados de vibración de la molécula, también existen láseres de estado sólido llamados *vibrónicos*, que incluyen en sus transiciones energéticas tanto cambios de nivel energético en los electrones como cambios entre estados vibracionales de los átomos implicados. Estos láseres presentan la ventaja de ser sintonizables, ya que su margen de emisión es muy amplio, si bien presentan una coherencia bastante pobre [Hecht, 94]. Algunos láseres vibrónicos están basados en los siguientes materiales: alexandrita (@ 701-858 nm), Titanio-zafiro (@ 660-1180 nm), Tulio:YAG (@ 1870-2160 nm), etc.

Los láseres de Nd:YAG emiten potencias continuas de hasta unos 2 kW. En régimen pulsado, se consiguen pulsos de 1 J con duraciones que pueden ser de unos 10 ns, empleando *Q-switching*, o de sólo 30 ps empleando técnicas de *mode-locking*. El diámetro del haz puede ser de 1 cm, con divergencias del orden de 1 mrad. Las longitudes de coherencia pueden llegar a ser de hasta 60 km en sistemas de onda continua bombeados por diodo. Empleando diferentes técnicas se pueden conseguir haces que contengan un único modo TEM_{00} con polarización lineal. La eficiencia energética oscila entre 0,1 y 1%.

Los láseres de rubí son capaces de emitir pulsos de hasta 100 J con duraciones de algunos milisegundos, aunque los más habituales, empleando *Q-switching*, emiten potencias de pico de unos 100 MW con duraciones de entre 10 y 35 ns. El ancho de la curva de ganancia es de unos 330 GHz, si bien mediante el empleo de etalones en la cavidad, el ancho de banda de la emisión puede reducirse a unos 30 MHz, que supone una longitud de coherencia de unos 10 m. Aunque los dispositivos de mayor potencia emiten múltiples modos transversales, es posible conseguir radiación monomodo. El diámetro del haz oscila entre 1 y 25 mm, con divergencias entre 0,25 y 10 mrad.

Otros tipos de láseres de estado sólido incluyen los de fibra dopada con erbio (estructura con la que también se realizan amplificadores ópticos no oscilantes), láseres de erbio y erbio:YAG, láseres de centros de color y osciladores optoparamétricos (OPO).

2.4. LÁSERES DE SEMICONDUCTOR.

El gran desarrollo de la tecnología de semiconductores ha permitido desarrollar láseres de pequeño tamaño (del orden de algunas micras) que, sin embargo son capaces de emitir potencias continuas de hasta 10 W. El medio activo es el mismo que en los llamados LEDs (Light Emitting Diode) en los que una corriente eléctrica produce una continua recombinación de electrones y huecos, liberando energía en forma de fotones. No obstante, se trata de una estructura de mucha mayor calidad, cuyas caras límite actúan de espejo, debido al cambio de índice de refracción entre el semiconductor y el aire. El valor relativamente pequeño de la reflectividad de las caras se compensa con el altísimo valor de ganancia del medio.

La gran flexibilidad en la fabricación de dispositivos semiconductores ha permitido el desarrollo de complejas estructuras como las que incluyen los láseres DBR (Distributed Bragg Reflection), DFB (Distributed FeedBack) que mejoran las características espectrales, las matrices de diodos láser que suman de manera coherente sus emisiones o los láseres de pozos cuánticos, con valores de corriente umbral muy pequeñas.

Los diodos láser son baratos, fiables, fáciles de modular y pulsar empleando una electrónica mucho más sencilla que la de los láseres de gas o los de estado sólido. No obstante, el precio de los diodos láser con buenas características espectrales aún es alto, más que el equivalente en láseres de HeNe, por ejemplo, y con tiempos de vida más cortos [SDL, 94].

Las longitudes de onda de emisión de los láseres de semiconductor incluyen una gran variedad, dependiendo del material empleado, que cubre casi la totalidad del espectro visible y el infrarrojo cercano y medio. No obstante, las longitudes de onda cortas del espectro visible aún se resisten a ser generadas en el interior de estos dispositivos y, habitualmente, son obtenidas por generación de armónicos [Hecht, 94]. En el otro extremo del espectro, gran cantidad de diodos láser (cuyo material base es el InGaAsP) están siendo desarrollados para su empleo en las dos ventanas de mayor utilidad en comunicaciones por fibra óptica, 1300 nm y 1550 nm . Sin embargo, la zona del espectro más experimentada es la del infrarrojo cercano: entre 750 y 870 nm , así como en 904 nm , se construyen gran variedad de láseres de GaAs y de GaAlAs, en un amplio margen de potencias de salida, con precios muy competitivos. En la tabla I.4 pueden verse algunos de los materiales empleados en la fabricación de diodos láser y los correspondientes márgenes espectrales de emisión.

Los láseres de InGaAsP son *sintonizables*, empleando cavidades externas. En los dispositivos más habituales se consigue variar hasta 40 nm respecto de la longitud de onda central (generalmente 1300 nm ó 1550 nm).

Respecto de la potencia del haz de salida, cabe decir que los láseres basados en GaAs o GaAlAs pueden ser agrupados en “arrays” que son capaces de producir hasta 10 W de potencia óptica continua a la salida, mientras que los basados en el InGaAsP alcanzan los 100 mW , directamente acoplados a fibra óptica. Todos son modulables en amplitud, a frecuencias de hasta unos 10 GHz .

En régimen pulsado, se han conseguido potencias de pico de hasta $1,5\text{ kW}$, procedentes de “arrays” de diodos de GaAs [Hecht, 92], si bien con frecuencias de repetición que no superan los 100 Hz , por la imposibilidad de disipar el calor generado más rápidamente. En el otro extremo, los dispositivos que emplean estructuras de pozos cuánticos pueden ser pulsados con técnicas de *mode-locking*, alcanzando pulsos de sólo $2,4\text{ ps}$ a frecuencias de repetición de 108 GHz [Hecht, 92]. Una opción muy interesante son los dispositivos llamados *Quasi-CW*, que producen pulsos de unos $200\text{ }\mu\text{s}$ de gran potencia de pico (unos 60 W) con frecuencias de repetición de hasta 100 Hz : se suelen emplear para bombear láseres de estado sólido, generalmente de Nd:YAG. Los

Material	Wavelength Range	Comments
GaN/AlGaIn	Blue-green	Candidate, but not yet demonstrated
ZnSSe	447–480 nm	Laboratory
ZnCdSe	490–525 nm	Laboratory
AlGaInP/GaAs*	620–680 nm	Commercial
Ga _{0.5} In _{0.5} P/GaAs*	670–680 nm	Commercial
GaAlAs/GaAs*	750–870 nm	Commercial; works at shorter wavelengths, but short-lived
GaAs/GaAs (pure)	904 nm	Commercial
In _{0.2} Ga _{0.8} As/GaAs*	980–1050 nm	Strained-layer; commercial
InGaAsP/InP*	1100–1650 nm	Commercial
PbCdS	2.7–4.2 μm	Requires cooling
PbSSe	4.2–8 μm	Requires cooling
PbSnTe	6.5–30 μm	Requires cooling
PbSnSe	8–30 μm	Requires cooling

Tabla I.4. Principales materiales empleados en láseres de semiconductor, con el margen de longitudes de onda generadas [Hecht, 94]

dispositivos de InGaAsP no suelen trabajar en régimen pulsado.

La longitud de coherencia de los láseres de semiconductor depende fuertemente de la tecnología empleada. Así los láseres de GaAlAs (empleados de manera casi universal en los lectores CD) suelen tener longitudes del orden de milímetros, con la intención de evitar los problemas derivados de la luz devuelta por objetos próximos; no obstante, se pueden conseguir longitudes de coherencia de varios metros para láseres trabajando en un sólo modo longitudinal, en dispositivos de coste bastante elevado [SDL, 94] que emplean técnicas DBR (*Distributed Bragg Reflection*). Sin embargo, los láseres de InGaAsP presentan mejores características, ya que pueden alcanzar anchos de línea de sólo 100 kHz empleando cavidades externas. Los avances en la comunicación en fibra óptica, en la que se emplean técnicas de Multiplexación por División de Longitud de Onda (WDM) han dado recientemente un gran impulso a otra tecnología, denominada DFB (*Distributed FeedBack*) que permite obtener anchos de línea muy reducidos [Zankowsky, 97].

La divergencia del haz producido por un láser de semiconductor es muy grande, debido a la pequeña apertura de salida (del orden de algunas micras), correspondiente a la sección transversal de la zona activa del diodo. Además, ésta suele ser de forma rectangular. Todo ello produce un

haz cónico elipsoidal rápidamente divergente, con ángulos de entre 10° y 40° . Ello implica que, en aplicaciones que requieran haces colimados, será necesario disponer de la óptica adecuada para *atrapar* el haz, generalmente lentes cilíndricas o bien aesféricas. Los dispositivos con *pigtail* generalmente están ya optimizados para acoplar toda su potencia óptica a la fibra.

La polarización de estos dispositivos suele ser lineal, trabajando generalmente en un solo modo transversal, si bien al aumentar la potencia pueden aparecer modos adicionales.

Los láseres de semiconductor tienen eficiencias energéticas espectaculares, que pueden alcanzar el 30% en los dispositivos de mayor potencia. No obstante, para conseguir eficiencias altas, es necesario que el dispositivo esté trabajando bastante por encima de la corriente umbral, por lo que esto no se consigue para dispositivos de baja potencia.

3. Dispositivos de Detección Electroóptica.

En el desarrollo de los sistemas lidar, de igual importancia que disponer de un transmisor con unas buenas prestaciones es el receptor necesario las tenga también. Ya se han comentado en el capítulo I.2 las magníficas características del láser de CO₂, que han hecho que el desarrollo de los sistemas lidar, en gran parte, esté vinculado a él. Sin embargo, la detección en la región espectral en torno a 10 μm implica el uso de fotodetectores de HgCdTe, que necesitan ser refrigerados a 80°K, lo cual lo hace incompatible con un sistema de bajo coste.

En este capítulo se repasarán brevemente los diferentes dispositivos de detección electroóptica existentes y disponibles en el mercado.

Un fotodetector es un dispositivo que mide la potencia óptica mediante la conversión de la energía de los fotones que absorbe en otra magnitud fácilmente medible [Saleh-Teich, 91]. La película fotográfica es el más conocido de los fotodetectores. Existen dos clases principales, según su principio de funcionamiento.

Los detectores *térmicos* operan mediante la conversión de la energía luminosa en calor. Esta conversión se realiza mediante cuatro efectos: bolométrico, termovoltáico, termoneumático y piroeléctrico [Crowe, 93]. La mayoría son bastante ineficientes y relativamente lentos como

consecuencia del tiempo requerido para cambiar su temperatura. Consecuentemente, no se emplean en aplicaciones como la que nos ocupa.

Los detectores *fotoeléctricos* basan su funcionamiento en que la absorción por parte de ciertos materiales de los fotones de la radiación óptica incidente se traduce en transiciones a un estado de mayor energía de sus electrones y por lo tanto a la generación de portadores de carga móviles. Bajo el efecto de un campo eléctrico estos portadores se mueven y producen una corriente eléctrica medible. A su vez esta absorción puede producirse, principalmente, por alguno de estos dos mecanismos: efecto fotoemisor (o fotoefecto *exterior*) y efecto fotoconductor (una de las manifestaciones del llamado fotoefecto *interno*). Ambos darán lugar a dos familias de fotodetectores: los tubos (fototubos y tubos fotomultiplicadores) y los fotodiodos (PN, PIN, APD, etc.). Existen también otros dos mecanismos fotoeléctricos incluidos en el fotoefecto interno: fotovoltaico y fotoelectromagnético. Éstos, en general, no dan lugar a dispositivos de utilidad en sistemas lidar y que, por tanto, no serán comentados [Crowe, 93].

3.1. TUBOS FOTOMULTIPLICADORES.

Si la energía de un fotón que incide sobre la superficie de un material situado en el vacío es lo suficientemente grande, los electrones excitados pueden escapar de la barrera de potencial que los liga al material y quedan en el vacío como electrones libres. Este proceso, para materiales metálicos, está ilustrado en la figura I.5. Un fotón de energía $h\nu$ (donde h es la constante de Planck y ν la frecuencia óptica) incidente en un metal libera un electrón situado en la banda de conducción, parcialmente llena.

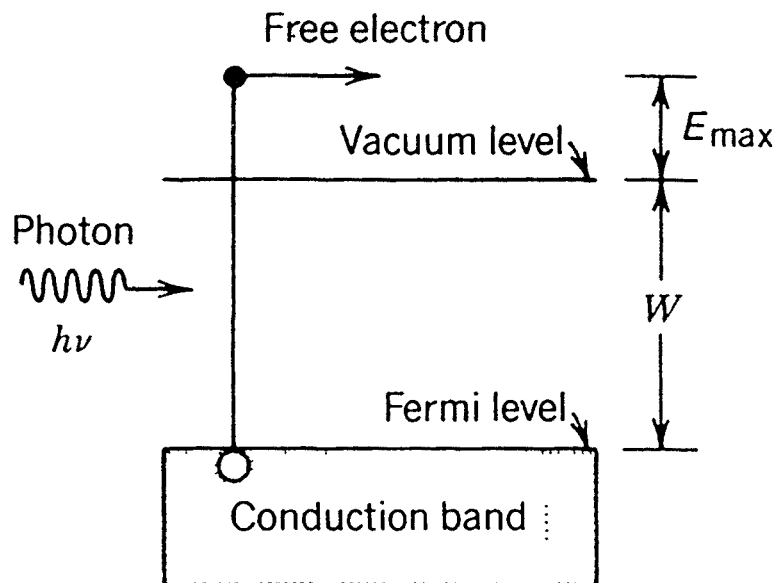


Figura I.5. Emisión fotoeléctrica en un metal [Saleh-Teich, 91].

El principio de conservación de la energía nos dice que los electrones emitidos desde la banda de conducción, donde son muy abundantes, tendrán una energía cinética máxima igual a:

$$E_{\text{max}} = h \nu - W \quad (\text{I.14})$$

donde la función de trabajo W es la diferencia de energía entre el nivel de vacío y el nivel de Fermi del material. La expresión (I.14) es conocida como la *ecuación de la fotoemisión de Einstein*. Sólo un electrón que esté inicialmente en el nivel de Fermi alcanzará este valor de energía cinética, mientras que los situados en niveles inferiores deberán invertir parte de su energía en alcanzar éste para luego saltar al vacío, reduciéndose así su energía cinética final. El metal con menor valor de W es el cesio (Cs), 2 eV , de manera que, en principio, los fotodetectores metálicos basados en este efecto sólo se pueden emplear para detectar luz de la región visible y ultravioleta.

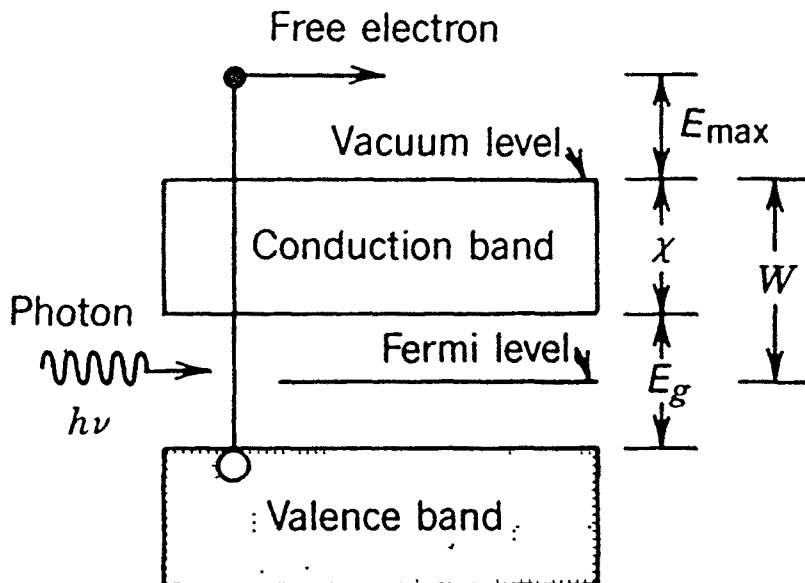


Figura I 6. Emisión fotoeléctrica en semiconductores [Saleh-Teich, 91].

El efecto de fotoemisividad también se produce en semiconductores (figura I.6). Los electrones excitados se encuentran previamente en la banda de valencia, generalmente muy poblada. La ecuación que rige el proceso es la siguiente:

$$E_{\text{max}} = h \nu - (E_g + \chi) \quad (\text{I.15})$$

donde E_g es la energía del *gap* y χ es la afinidad electrónica del material (diferencia energética entre el nivel de vacío y el nivel inferior de la banda de conducción). El valor de $E_g + \chi$ puede ser tan pequeño como $1,4 \text{ eV}$ para ciertos materiales como el NaKCsSb. Esto hace que los detectores fotoemisivos semiconductores puedan trabajar en el infrarrojo próximo, además de en el visible

y en el ultravioleta. Incluso se han desarrollado algunos semiconductores con valores negativos de afinidad electrónica, para los cuales la banda de conducción está energéticamente por encima del nivel de vacío, lo cual hace que puedan trabajar en longitudes de onda superiores.

Los detectores basados en este principio recibe el nombre de *fototubos* cuyo esquema se puede apreciar en la figura I.7. Los electrones son emitidos desde el material fotoemisor, polarizado negativamente (cátodo) y viajan hacia el electrodo positivo (ánodo). Los electrones emitidos pueden impactar otras superficies de metal o semiconductor situadas expresamente a lo largo del tubo, que reciben el nombre de *dínodos*, que por cada electrón incidente producen una cascada de ellos, en un proceso llamado *emisión secundaria* (figura (I.8)). El resultado es una amplificación de la corriente eléctrica generada por un factor que puede llegar a ser de 10^8 [Lerner, 96a]. Un dispositivo que emplea este principio recibe el nombre de *tubo fotomultiplicador* (PMT, *PhotoMultiplier Tube*). Son los más antiguos de entre los fotodetectores que emplean el efecto fotoeléctrico, ya que fueron desarrollados en los años 30.

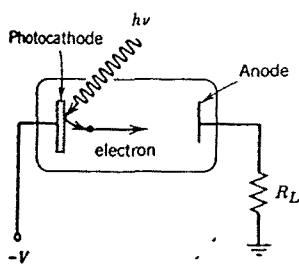


Figura I.7. Fototubo [Saleh-Teich, 91].

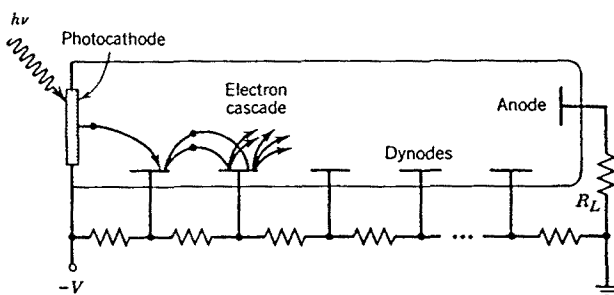


Figura I.8. Tubo fotomultiplicador [Saleh-Teich, 91].

Las longitudes de onda a las que se pueden emplear dependen, obviamente del material con que esté construido el cátodo. En las tablas I.5 y I.6 se pueden ver los diferentes materiales empleados según las longitudes de onda máxima y mínima de corte que se puede emplear.

Los PMT ofrecen sensibilidades no superadas por otras familias de dispositivos, debido a que son capaces de detectar la llegada de fotones individuales, en lo que se denomina modo *photon-counting* y que necesita de una electrónica de amplificación adecuada [Hargert, 96].

Los tiempos de respuesta de los PMT están en el orden de los nanosegundos, debido a proceso de emisión secundaria [Lerner, 96a], excesivos para algunas aplicaciones. También presentan excesiva dependencia de los campos magnéticos externos.

λ_c superior	Materiales
195/320 nm	CsI / CsTe
650-900 nm	Biálcali (de bajo ruido, de alta temperatura, extendido) y Sb-Cs.
850-900 nm	Multi-álcali, álcali extendido en el rojo
930-1010 nm	GaAs y InGaAs
1200 nm	AgOCs (S1)

Tabla I.5. Longitudes de onda de corte superior y materiales. [Guth, 97]

λ_c inferior	Materiales
115 nm	MgF ₂
160 nm	Cuarzo sintético (sílice)
185 nm	Vidrio transparente en el ultravioleta
300 nm	Borosilicato vítreo

Tabla I.6. Longitudes de corte inferior y materiales. [Guth, 97]

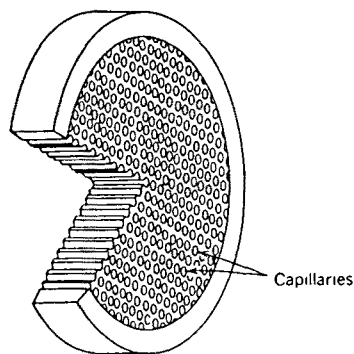


Figura I.9. Micro Channel Plate [Saleh-Teich, 91].

Derivadas del mismo principio de funcionamiento que los PMT están las llamadas *MicroChannel Plate* (MCP). En estos dispositivos, cuyo esquema puede verse en la figura I.9, hay una estructura de millones de canales microscópicos (cuyo diámetro interno es del orden de unas $10\ \mu\text{m}$) perforadas en un disco de material vítreo de alrededor de $1\ \text{mm}$ de grosor. Las dos caras circulares están recubiertas de sendas finas capas de metal que actúan como electrodos. Asimismo, las paredes internas de los canales están recubiertas de un material susceptible de producir emisión secundaria y que se comporta como un dínodo continuo, multiplicando la corriente de fotoelectrones [Saleh-Teich, 91].

Las MCP presentan tiempos de respuesta del orden de cientos de picosegundos y son capaces de funcionar dentro de especificaciones en la presencia de campos magnéticos de hasta $20\ \text{kG}$, si éstos son paralelos a los canales, o de hasta $700\ \text{G}$, si son perpendiculares [Lerner, 96a].

Los dispositivos basados en el efecto de fotoemisividad son empleados en aplicaciones en las que es necesaria una gran sensibilidad (por ejemplo los lidares basados en efecto Raman [Measures, 84], [Hinkley, 76]). Sin embargo adolecen de un margen dinámico limitado [Clark, 93], así como del inconveniente de necesitar tensiones de polarización del orden de los kV .

3.2. FOTODIODOS.

El otro efecto fotoeléctrico de gran interés es el fotoconductorivo [Saleh-Teich, 91], o fotoconductividad, que se verifica, habitualmente en un material semiconductor. En él los portadores (electrones y huecos) excitados por un fotón no escapan al material, sino que contribuyen a aumentar la conductividad del mismo. Así, la absorción de un fotón genera un par electrón-hueco: el electrón excitado pasa a la banda de conducción mientras que su hueco queda en la banda de valencia, con propiedades de portador de carga (figura I.10). Si en el material se aplica un campo eléctrico ambos portadores son transportados a lo largo del mismo, produciéndose una corriente eléctrica en el circuito al que el dispositivo esté conectado. El mecanismo implica, por tanto, tres procesos: *generación*, *transporte* y *amplificación*; este último será comentado más adelante.

El fotodiodo semiconductor es un detector que consiste en una unión $p-n$ en la que se verifica el efecto de fotoconducción. Si la unión es polarizada inversamente se producirá en ella una zona de depleción y la corriente que la atravesará será únicamente la llamada corriente inversa de saturación, también llamada corriente de oscuridad [Lerner, 96b]. Sin embargo la incidencia de luz de una cierta longitud de onda producirá una corriente proporcional a su potencia.

Además, algunos fotodetectores incorporan mecanismos internos de ganancia, de manera que la corriente de fotoelectrones puede ser amplificada, con lo que ésta es más fácilmente detectable. Esto se consigue incrementando el campo eléctrico en la zona de depleción, mediante la aplicación de una tensión inversa del orden de cientos de voltios. En esta situación, los electrones

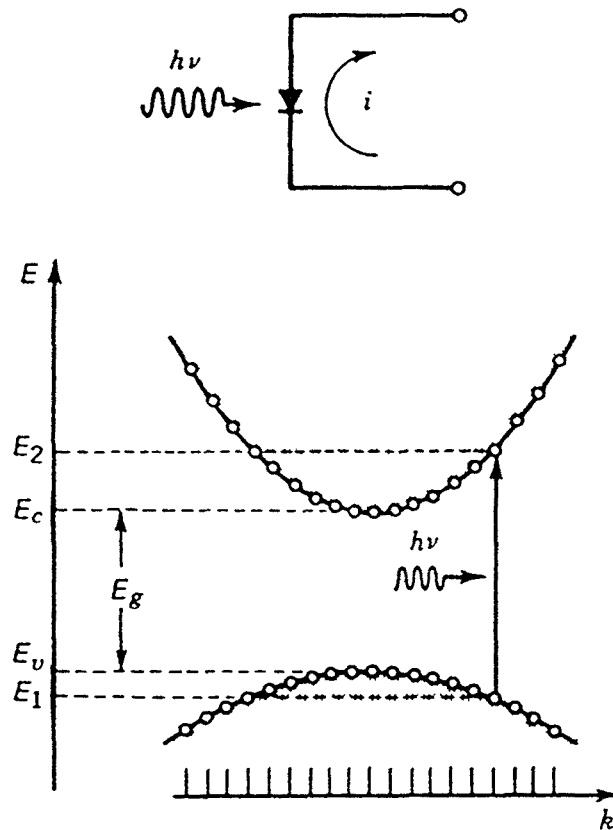


Figura I.10. Fotogeneración de un electrón y un hueco en un semiconductor [Saleh-Teich, 91].

y huecos generados pueden adquirir energía suficiente para liberar más electrones y huecos, mediante un procedimiento de ionización por impacto. Generalmente cada par electrón-hueco fotogenerado puede llegar a liberar hasta varios cientos de pares adicionales, e incluso de hasta 10.000 en materiales sin defectos [Senior, 85]. A los dispositivos en los que se verifica este proceso de amplificación se les denomina *fotodiodos de avalancha* (APD).

3.2.1. Propiedades de los fotodiodos.

3.2.1.1 Eficiencia cuántica.

La eficiencia cuántica, η , se define como la probabilidad de que un fotón incidente en el dispositivo genere un par electrón-hueco que contribuya a la corriente del detector [Saleh-Teich, 91]. Cuando el número de fotones incidentes es grande, se puede considerar que ésta es directamente el cociente entre el flujo de pares electrón-hueco generados y el número de fotones incidentes.

Hay varios factores que contribuyen a la eficiencia cuántica, entre otros la reflectividad del material semiconductor y la abundancia de centros de recombinación (debidos a imperfecciones en la red cristalina) en la superficie del material.

La eficiencia cuántica es función de la longitud de onda. Así, para valores demasiado grandes de la longitud de onda, λ_o , de la luz incidente η disminuye porque la energía de los fotones no supera el gap, E_g , comprendido entre el nivel superior de la banda de valencia y el inferior de la de conducción. Así se define la *longitud de onda de corte superior*, característica de cada material, como:

$$\lambda_g = \frac{h c_o}{E_g} \quad (I.16)$$

donde c_o es la velocidad de la luz en el vacío. Para valores muy pequeños de λ_o la eficiencia cuántica también disminuye, ya que la mayoría de los fotones son absorbidos en la superficie del dispositivo y los portadores se recombinan antes de ser transportados. En la figura I.11 pueden verse valores típicos de longitudes de onda de corte superior e inferior para materiales semiconductores típicos.

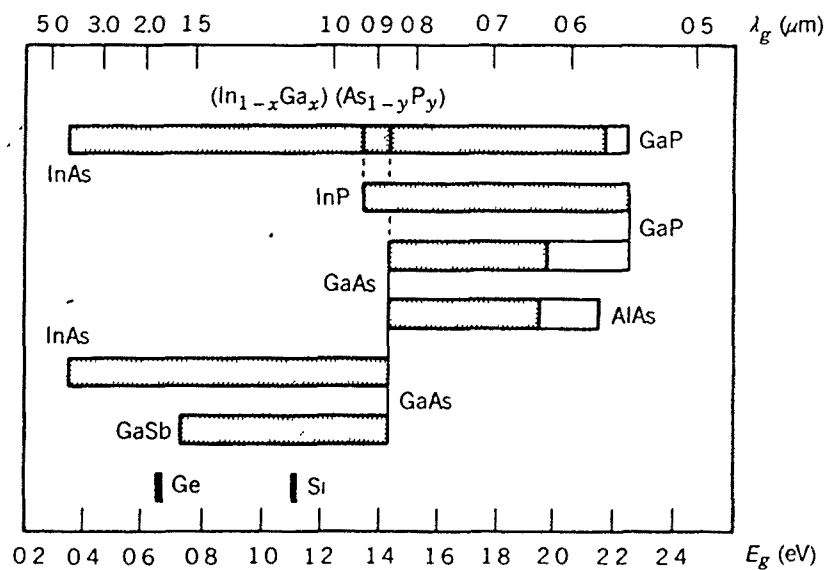


Figura I.11. Energías del gap, E_g , y longitudes de onda de absorción, λ_g , para algunos materiales semiconductores típicos [Saleh-Teich, 91].

3.2.1.2. Responsividad en corriente.

La responsividad en corriente, ρ , relaciona la corriente eléctrica que atraviesa el dispositivo con la potencia óptica incidente en el mismo que la genera. Para un material con una cierta eficiencia cuántica a una longitud de onda λ_o expresada en μm , se calcula:

$$\rho = \frac{\eta e}{h \nu} = \eta \frac{\lambda_o}{1,24} \quad (\text{I.17})$$

Como se puede apreciar ρ crece con la longitud de onda, ya que los fotodetectores son sensibles al flujo de fotones y no a la potencia óptica. No obstante este crecimiento se ve limitado por la eficiencia cuántica, que cae a partir del valor de corte superior.

La responsividad puede verse degradada si en el dispositivo incide una potencia óptica excesivamente grande, en cuyo caso puede llegar a la saturación. Así el *margen dinámico lineal* mide el intervalo de potencias a lo largo del cual el detector responde linealmente produciendo una corriente proporcional a la potencia óptica incidente. En los dispositivos de avalancha, se debe definir un parámetro llamado *ganancia*, G , que es igual al número de electrones disponibles por cada par fotogenerado, en cuyo caso la responsividad se calculará mediante la siguiente expresión:

$$\rho = \frac{G \eta e}{h \nu} = G \eta \frac{\lambda_o}{1,24} \quad (\text{I.18})$$

3.2.1.3. Tiempo de respuesta.

La carga entregada por un fotodiodo al circuito externo por el movimiento de los portadores no aparece de manera instantánea, sino que tarda un cierto tiempo en atravesar la zona de deplexión. A este fenómeno se le denomina *extensión del tiempo de tránsito* y es un factor limitador de primera importancia de la velocidad de funcionamiento de los fotodiodos. Otro factor limitador del tiempo de respuesta de los fotodiodos es la constante de tiempo RC debida a la combinación de la resistencia y la capacidad equivalentes tanto del dispositivo como del circuito al que está conectado. En general se puede definir para un cierto material semiconductor un producto *ganancia-ancho de banda*, que marcará los límites para uno de ellos una vez definido el otro [Saleh-Teich, 91].

3.2.2. Fotodiodos PN y PIN.

Un fotodiodo es una unión PN polarizada inversamente, cuya corriente es proporcional a la potencia óptica incidente. El principio de funcionamiento puede verse en la figura I.12, en la que aparece a unión PN en las condiciones citadas: si un fotón incide en el semiconductor y es absorbido, un par electrón-hueco es generado. Sin embargo solamente los pares generados en la zona donde hay un campo eléctrico pueden ser *transportados* y contribuir a la corriente eléctrica. La zona donde está presente el campo eléctrico se corresponde con la zona de deplexión, sombreada en la figura I.12. También los pares electrón-hueco generados en las zonas próximas

a la de depleción son útiles para generar corriente eléctrica, pero lo hacen por un proceso denominado *difusión*.

En el tiempo de respuesta de los fotodiodos influyen el tiempo de tránsito de los portadores a lo largo de la zona de depleción, la constante RC del circuito equivalente y, sobre todo, el de difusión, que es el más lento. Ese tiempo de respuesta puede reducirse en los llamados fotodiodos PIN. En éstos, una zona de semiconductor intrínseco (la mayor parte de las veces, ligeramente dopado) separa la zona p de la zona n de la unión. Polarizado en inversa, el espesor de la zona intrínseca se suma a la zona de depleción y, por tanto, se incrementa la región donde aparece el campo eléctrico, con lo que ésta tiene mayor dimensión. De esta manera se consiguen las siguientes ventajas:

- Al crecer la zona de depleción, se incrementa el área útil para la absorción de fotones.
- De igual manera, disminuye la capacidad de la unión, reduciéndose por tanto el valor del producto RC .
- También se reduce la importancia del mecanismo de difusión, mucho más lento que el de transporte.

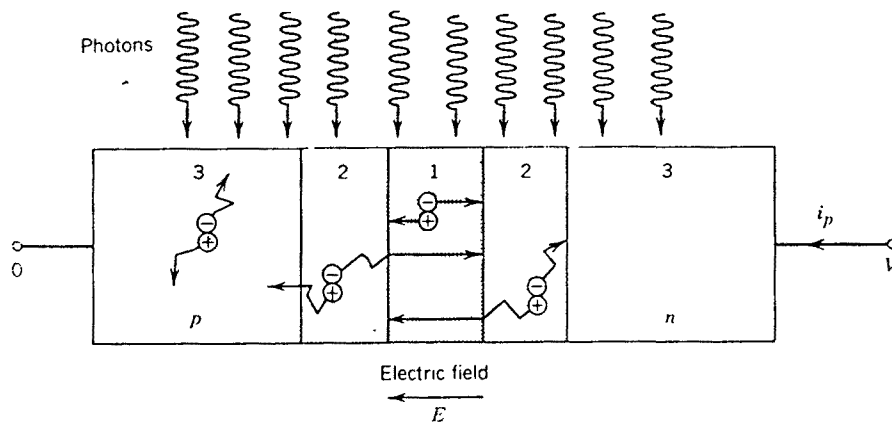


Figura I.12. Principio de funcionamiento de un fotodiodo
[Saleh-Teich, 91]

Todas estas características redundan en un menor tiempo de respuesta de los fotodiodos PIN, que pueden ser de decenas de picosegundos, permitiendo anchos de banda de hasta 50 GHz.

Polarización

Los fotodiodos PN y PIN deben ser polarizados inversamente para trabajar mediante el mecanismo de fotoconductividad. Precisamente es esta tensión aplicada la responsable del campo eléctrico que produce el mecanismo de transporte al que se debe el buen comportamiento en tiempo de respuesta de estos dispositivos. Generalmente se polarizan a tensiones inversas del orden de unas decenas de Voltios.

Ruido

Las dos principales fuentes de ruido en los fotodiodos PN y PIN son el ruido de corriente de oscuridad y el ruido cuántico [Senior, 85]. Ambos deben ser considerados como ruidos *shot* sobre la corriente de salida. A éstos habría que añadir el ruido procedente de la radiación de fondo, luz no deseada recogida por el detector, si bien esta última es fácilmente disminuíble mediante el uso de filtros.

En cualquier caso, el ruido en estos dispositivos es bastante bajo en sistemas de recepción incoherentes (en los que no hay un oscilador local) y el ruido total del sistema suele estar dominado por el que añade la electrónica de recepción (térmico), descrita en el apartado 3.3. Sin embargo, en los sistemas con oscilador local, el ruido dominante es el cuántico, producido por el OL.

3.2.3. Fotodiodos de Avalancha (APD).

Los fotodiodos de avalancha (APD) funcionan convirtiendo cada fotón detectado en una cascada de pares portadores móviles. Esto permite aumentar notablemente la sensibilidad del dispositivo y que por tanto, luz muy débil sea detectada por la electrónica que sigue al mismo. Un APD se construye a partir de un fotodiodo (generalmente estructuras evolucionadas de las PIN) polarizado fuertemente en inversa: este alto valor de la polarización, de varios cientos de voltios, hace que el campo eléctrico sea muy intenso en la unión y que, por lo tanto, los portadores se vean fuertemente acelerados, adquiriendo suficiente energía para excitar a otros portadores, mediante el mecanismo de *ionización por impacto*. Teóricamente, en un material sin imperfecciones, la ganancia debida a este mecanismo, también llamada ganancia de avalancha, podría alcanzar un valor de hasta 10^4 . Sin embargo, los valores de los dispositivos comerciales suelen ser de alrededor de 150, dependiendo de la polarización del mismo [Melle, 95], [RCA-C30954E], [RCA-C30902E].

También pueden trabajar en modo de contador de fotones, llamado *modo Geiger*, con lo cual pueden ser empleados en aplicaciones que necesiten receptores de gran sensibilidad, rivalizando con los PMT [Clark, 93], [Dautet, 93], [RCA-C30902E].

El tiempo de respuesta de los APD suele ser algo mayor que el de los PIN, ya que interviene un nuevo retardo, el llamado *tiempo de establecimiento de avalancha*. La adición de estos retardos da como resultado tiempos de respuesta del orden de décimas de nanosegundo [EG&G, 92].

El ruido en los APD, además de los mecanismos anteriormente apuntados en los fotodiodos PN y PIN, tiene una nueva contribución asociada al proceso de avalancha. Así el carácter aleatorio de ésta, genera un factor de *ruido en exceso*, F , cuyo valor excede al que resultaría de la sola amplificación del ruido shot [Senior, 85]. El valor de F está asociado tanto al valor de ganancia de avalancha como a las características de la misma.

Esta contribución al ruido del receptor hace preferible la utilización de los fotodiodos PIN frente a los APD en sistemas en los que, bien exista un oscilador local de cierto nivel (sistemas coherentes) bien la potencia recibida sea muy alta, debido al efecto de saturación que se comentará en el capítulo I.5.

3.3. ELECTRÓNICA DE AMPLIFICACIÓN.

Es notable la diferencia de ganancia entre las estructuras con PMT y los fotodiodos, incluso los APD, que puede llegar a ser de casi cinco órdenes de magnitud. Para compensar esta diferencia, elevando la señal detectada por encima del ruido de las etapas que haya a continuación y, asimismo, transformar una señal de corriente (generalmente poco manejable) en una señal de tensión, se han desarrollado una serie de estructuras conocidas como *readout electronics* [Vampola, 93]. De las varias opciones posibles [Senior, 85] la más empleada es la de amplificador de transimpedancia, que emplea un amplificador de alta impedancia y bajo ruido, con realimentación negativa, cuyo circuito equivalente se puede ver figura I.13. El ancho de banda de este circuito es menor que:

$$BW \leq \frac{G}{2\pi R_f C_T} \quad (I.19)$$

donde C_T es la capacidad equivalente del fotodiodo en paralelo con el amplificador (prácticamente, la del fotodiodo) y R_f es la resistencia de realimentación del circuito amplificador. Esto implica un valor muy grande del ancho de banda.

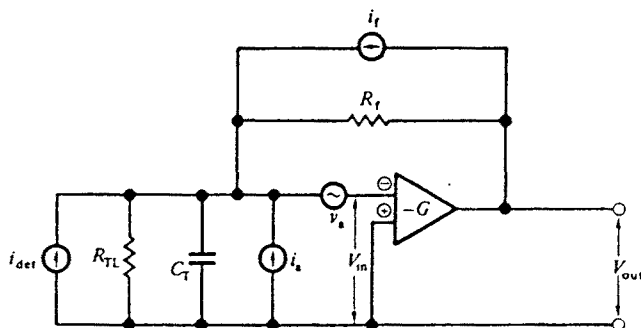


Figura I.13. Circuito equivalente de la electrónica de amplificación de transimpedancia [Senior, 85]

De acuerdo con el modelo de fuentes de ruido de la figura I.13, la densidad espectral de corriente de ruido referida a la entrada i_{ni} generado por la electrónica de amplificación (en $A/Hz^{1/2}$) es muy bajo [Comlinear, 93]:

$$i_{ni} = \sqrt{i_a^2 + \left(\frac{v_a}{R_f}\right)^2 + \frac{4 K T_0}{R_f}} \quad (I.20)$$

donde K es la constante de Boltzmann y T_0 la temperatura ambiente. Para reducir el ruido es, por tanto, conveniente aumentar R_f con dos limitaciones: no reducir el ancho de banda y no provocar la oscilación del amplificador.

Generalmente, el amplificador empleado suele estar construido en tecnología MESFET, generalmente de GaAs. También pueden encontrarse en el mercado híbridos de fotodiodo PIN y MESFET.

El conjunto fotodiodo-amplificador suele caracterizarse por una *responsividad en tensión*, ρ_v , calculada como el producto de la responsividad de corrienter por la ganancia de transimpedancia, y que se mide en V/W . El ruido no dependiente de la luz detectada (ruido de oscuridad, más ruido térmico) se suele caracterizar mediante la llamada *NEP (Noise Equivalent Power)* que representa el ruido producido por fotodiodo y amplificador, referido a una potencia óptica ficticia a la entrada, y que se mide en $W/Hz^{1/2}$ [Crowe, 93].

4. *Distorsión Aleatoria del Frente de Onda.*

A la hora de realizar el análisis óptico de los sistemas lidar que describe el presente trabajo, es necesario tener en cuenta los factores que alteran de manera aleatoria los diferentes frentes de onda presentes en el sistema, tanto en la señal transmitida como en la recibida. El disponer de unos frentes de onda con una distorsión mínima es especialmente importante en el caso de los sistemas coherentes, en los que se produce una interferencia entre un haz perfectamente coherente (el llamado *oscilador local*) y la radiación recogida procedente del blanco. Ambos efectos limitarán el área de coherencia de esta última y, por tanto, la eficiencia del proceso de mezcla de la señal con el oscilador local [Rye, 92]. Para describir este fenómeno aparece el concepto de área efectiva, que será definido en el capítulo I.5.

El primero de los factores que deterioran el frente de onda es la rugosidad de la superficie del blanco donde incide el haz transmitido. Gracias a esta rugosidad, podemos obtener señal retrodispersada cualquiera que sea la dirección de incidencia, frente a la situación de reflexión especular en la cual toda la señal es reflejada en una sola dirección. La iluminación con una radiación electromagnética coherente de una superficie rugosa, en términos de la longitud de onda de la radiación, da como resultado una dispersión cuasi-uniforme de radiación de tipo Lambertiano [Möller, 88] modulada por una estructura multilobular que da lugar a los llamados

speckles [Goodman, 84]. Con este nombre se conoce a la granulación apreciable al observar la radiación dispersada interceptada por una pantalla.

El segundo factor es la presencia de inhomogeneidades en el índice de refracción de la atmósfera, sobre todo en las proximidades del suelo, donde habitualmente trabajarán nuestros sistemas. Este efecto influirá tanto en los haces transmitidos como en la señal óptica recibida [Goodman, 85].

El contenido de este capítulo es un breve repaso de la amplísima teoría sobre distorsiones en el frente de onda, basada en la disciplina conocida como *óptica estadística*. Se puede encontrar más amplia y detallada información en las referencias [Dainty, 84] (que a su vez incluye el capítulo [Goodman, 84] cuyos resultados son claves en el análisis óptico de los sistemas presentados) y [Goodman, 85].

4.1. EFECTOS DE LA RUGOSIDAD DEL BLANCO.

Rye, [Rye, 92], considera como límite superior del área efectiva de un receptor coherente el tamaño de la granulación de la radiación dispersada por el blanco, debido a la rugosidad de su superficie y a la coherencia de la luz con la que es iluminado. Este criterio será desarrollado en el capítulo I.5. Esta granulación puede interpretarse como una pérdida en la coherencia espacial de la radiación dispersada por el blanco. Estudiaremos el grado de correlación espacial del campo eléctrico en función de su propagación desde la fuente, el blanco iluminado por un sistema lidar, hasta la apertura de recepción del mismo. Todos los resultados incluidos aquí pueden encontrarse en la referencia [Goodman, 85].

Supondremos que la radiación dispersada por la superficie rugosa del blanco tiene una polarización perfectamente definida. La representación analítica de una única componente del campo eléctrico de la radiación monocromática dispersada por una superficie rugosa en el punto de observación $\vec{r} = (x,y,z)$ puede escribirse:

$$u(\vec{r};t) = A(\vec{r}) \exp[j2\pi \nu t] \quad (\text{I.21})$$

donde ν es la frecuencia óptica y A es el amplitud compleja del campo, función de la posición del punto de observación. Al ser éste último complejo, podemos escribir:

$$A(\vec{r}) = |A(\vec{r})| \exp [j \theta(\vec{r})] \quad (\text{I.22})$$

donde θ es la fase de la función compleja A . En función de la amplitud compleja del campo se puede escribir la intensidad de la onda, I , como:

$$I(\vec{r}) = |A(\vec{r})|^2 \quad (\text{I.23})$$

El teorema de Van Cittert-Zernike estudia la coherencia espacial de una radiación procedente de una fuente incoherente que se propaga en el espacio libre. Para ello definiremos la *intensidad mutua de un campo eléctrico* $A(\vec{r})$ como [Goodman, 85]:

$$J_{12}(\vec{r}_1; \vec{r}_2) = \langle A(\vec{r}_1) A^*(\vec{r}_2) \rangle \quad \therefore \quad (\text{I.24})$$

Se trata de un estadístico que compara el campo eléctrico en diferentes puntos del espacio, para un instante de tiempo dado. Podemos definir también el *factor de coherencia complejo* [Goodman, 85]:

$$\mu_{12}(\vec{r}_1; \vec{r}_2) = \frac{J_{12}(\vec{r}_1; \vec{r}_2)}{\sqrt{|A(\vec{r}_1)|^2 |A(\vec{r}_2)|^2}} \quad (\text{I.25})$$

El teorema de Van Cittert-Zernike nos dice que, para una estructura como la de la figura I.14, en la que consideramos una fuente incoherente espacialmente con una distribución de intensidad en el plano (ξ, η) descrita por $I(\xi, \eta)$ y situada a una distancia z de nuestro plano de observación (x, y) , paralelo al de la fuente. Consideraremos que estos planos están tan alejados entre sí como para poder aplicar la aproximación paraxial:

$$\begin{aligned} r_1 = |\vec{r}_1| &= \sqrt{z^2 + (x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2} \approx z + \frac{(x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2}{2z} \\ r_2 = |\vec{r}_2| &= \sqrt{z^2 + (x_2 - \xi)^2 + (y_2 - \eta)^2} \approx z + \frac{(x_2 - \xi)^2 + (y_2 - \eta)^2}{2z} \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

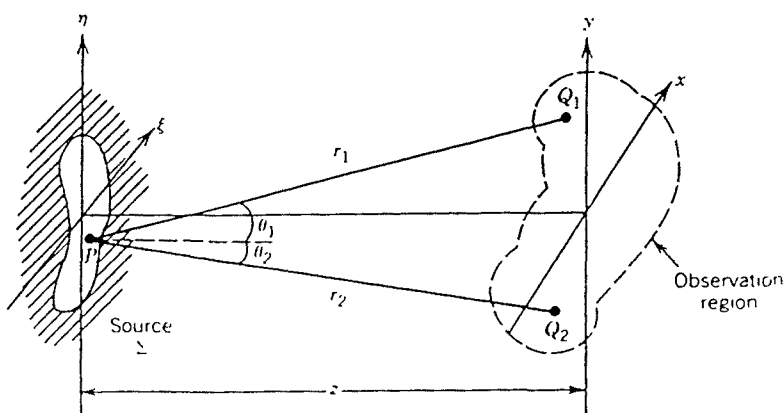


Figura I.14. Geometría para la derivación del teorema de Van Cittert-Zernike [Goodman, 85].

En esta situación podemos escribir la expresión de la intensidad mutua y el factor de coherencia complejo como [Goodman, 85]:

$$J_{12}(x_1, y_2 ; x_2, y_2) = \frac{\kappa e^{-j\Psi}}{(\lambda z)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta \quad (\text{I.27})$$

$$\mu_{12}(x_1, y_2 ; x_2, y_2) = \frac{e^{-j\Psi} \iint_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (\text{I.28})$$

donde:

$$\kappa = \frac{\lambda^2}{\pi} \quad (\text{I.29})$$

$$\Psi = \frac{\pi}{\lambda z} \left[(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2) \right] \quad (\text{I.30})$$

Las expresiones (I.27) y (I.28) nos indican que tanto la intensidad mutua como el grado complejo de coherencia se pueden calcular a partir de la transformada bidimensional de Fourier de la distribución de la intensidad de la fuente.

En el caso de tener un haz gaussiano cuya cintura está sobre el blanco (ver figura I.15), podemos modelar éste como una fuente espacialmente incoherente de distribución gaussiana de radio w_0 a I/e^2 en intensidad [Yariv, 89]:

$$I(\xi, \eta) = I_0 e^{-\frac{2(\xi^2 + \eta^2)}{w_0^2}} \quad (\text{I.31})$$

El módulo del factor de coherencia complejo se puede escribir entonces:

$$|\mu_{12}(\rho)| = e^{-\frac{w_0^2}{8(\lambda z)^2} \rho^2} \quad (\text{I.32})$$

donde $\rho = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$. El valor de esta función cae a $1/e^2$ para un valor de $\rho = \rho_c$ que denominaremos *radio de coherencia*:

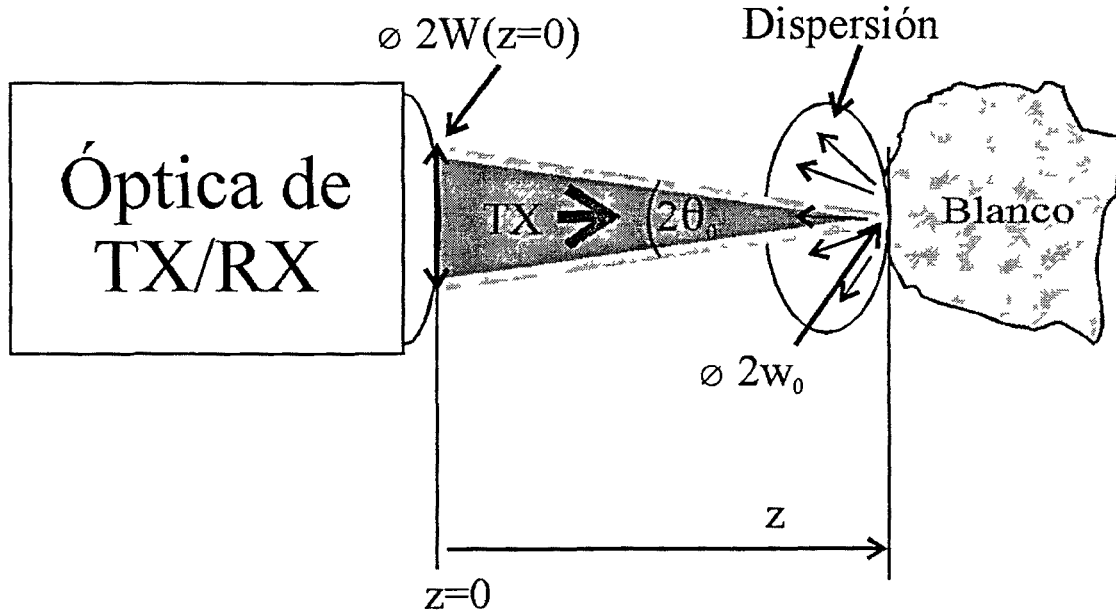


Figura I.15. Haz gaussiano enfocado sobre un blanco rugoso y dispersión de luz.

$$\rho_c = 4 \frac{\lambda z}{w_0} \quad (\text{I.33})$$

Como se aprecia, se produce un efecto de *ganancia de coherencia por propagación* [Goodman, 85] que ya se podía intuir de las expresiones (I.27) y (I.28). Además, puede compararse con el tamaño del haz transmitido en la apertura del sistema que lo enfoca sobre el blanco. Si $z \gg z_0$, distancia de Rayleigh del haz, el radio de éste, $W(z=0)$, es igual a:

$$W(z=0) = z \theta_0 = \frac{\lambda z}{\pi w_0} \quad (\text{I.34})$$

Luego el radio de coherencia ρ_c es del orden de 4π veces mayor que el tamaño del haz en la apertura de transmisión, para cualquier distancia $z \gg z_0$. Esto es de gran importancia a la hora de determinar el rendimiento en la mezcla para un sistema coherente, como se verá en el capítulo I.5.

4.2. EFECTOS DE LA PROPAGACIÓN ATMOSFÉRICA.

La distorsión que las inhomogeneidades de la atmósfera producen en la luz que se propaga a través de ella ha sido la responsable de la limitación en la resolución de las imágenes que el hombre ha podido obtener de los objetos celestes situados más allá de la misma. A una escala menor, la atmósfera puede también afectar a los sistemas como los lidares coherentes presentados en este trabajo. Al igual que el efecto de la dispersión en superficies rugosas, la distorsión de la atmósfera limitará el diámetro máximo de coherencia de la radiación que se propaga a través de ella. Los resultados expuestos aquí proceden de la referencia [Goodman, 85].

4.2.1. Definiciones.

El índice de refracción de la atmósfera, n , varía con la posición, tiempo y longitud de onda considerados. No obstante, sólo una pequeña parte lo hará de forma aleatoria, por lo que lo escribiremos como una suma de dos contribuciones:

$$n(\vec{r}, t, \lambda) = n_0(\vec{r}, t, \lambda) + n_1(\vec{r}, t, \lambda) \quad (\text{I.35})$$

donde n_0 es la contribución determinista y n_1 representa las fluctuaciones aleatorias del índice de refracción alrededor de su valor medio:

$$\bar{n} = n_0 \cong 1 \quad (\text{I.36})$$

Los cambios deterministas en n son generalmente muy lentos e inapreciables en sistemas que trabajan a corta altura sobre el suelo y con alcances cortos. Por lo tanto no serán tenidos en cuenta aquí, por lo que consideraremos n_0 dependiente sólo de la longitud de onda. Sin embargo, las variaciones aleatorias descritas por n_1 aparecen en presencia de turbulencias atmosféricas, cuyas dimensiones típicas se encuentran entre algunos milímetros y decenas de metros. En general podremos despreocupar su dependencia de la longitud de onda. También despreocuparemos su dependencia con el tiempo, ya que el tiempo de propagación de la onda es mucho menor que el tiempo de fluctuación. De acuerdo con esto podemos escribir:

$$n(\vec{r}, \lambda) = n_0(\lambda) + n_1(\vec{r}) \quad (\text{I.37})$$

Cabe señalar que los valores típicos de n_1 son varios órdenes de magnitud inferior a la unidad. El estadístico más importante del proceso aleatorio n_1 es su función de autocorrelación espacial, cuya expresión es la siguiente:

$$\Gamma_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \langle n_1(\vec{r}_1) n_1(\vec{r}_2) \rangle \quad (\text{I.38})$$

Teniendo en cuenta que se trata de un proceso estacionario en la posición, la autocorrelación toma la forma más simple:

$$\Gamma_n(\vec{r}) = \langle n_1(\vec{r}_1) n_1(\vec{r}_1 - \vec{r}) \rangle \quad (\text{I.39})$$

donde:

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = (\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (\text{I.40})$$

otra función de interés es la densidad espectral espacial de las fluctuaciones de n , que se define como la transformada de Fourier tridimensional de la función de autocorrelación. Así, la función de autocorrelación espacial de n , y la densidad espectral espacial forman un par transformado:

$$\Phi_n(\vec{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \Gamma_n(\vec{r}) \exp(j \vec{\kappa} \cdot \vec{r}) d^3\vec{r} \quad (\text{I.41})$$

$$\Gamma_n(\vec{r}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_n(\vec{\kappa}) \exp(-j \vec{\kappa} \cdot \vec{r}) d^3\vec{\kappa} \quad (\text{I.42})$$

donde:

$$\vec{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) \quad (\text{I.43})$$

es el llamado *vector número de onda* y debe ser interpretado como una frecuencia espacial vectorial, cuyas componentes tienen unidades de radianes por metro.

Habitualmente se puede considerar que la función de autocorrelación del índice de refracción tiene simetría esférica, con lo que las cantidades anteriormente descritas se pueden expresar a partir de integrales simples:

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{1}{2\pi^2\kappa} \int_0^{\infty} \Gamma_n(r) r \text{sen}(\kappa r) dr \quad (\text{I.44})$$

$$\Gamma_n(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^{\infty} \Phi_n(\kappa) \kappa \text{sen}(\kappa r) d\kappa \quad (\text{I.45})$$

donde:

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2} \\ r &= \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} \end{aligned} \quad (\text{I.46})$$

4.2.2. Modelo atmosférico.

A frecuencias ópticas el índice de refracción de la atmósfera se puede calcular por la expresión:

$$n = 1 + 77,6 \left(1 + 7,52 \times 10^{-3} \lambda^{-2} \right) \frac{P}{T} \times 10^{-6} \quad (\text{I.47})$$

donde λ es la longitud de onda en micras, P es la presión atmosférica en milibares y T la temperatura absoluta. Las variaciones de n debidas a la presión son despreciables en comparación con las debidas a las variaciones de temperatura. Así para $\lambda = 633 \text{ nm}$, el incremento dn en el índice de refracción debido a un incremento diferencial dT en la temperatura es igual a:

$$dn = -\frac{50P}{T^2} \times 10^{-6} dT \quad (\text{I.48})$$

cuyo valor absoluto para propagación cerca del nivel del mar es del orden de $10^{-6} dT$.

Las fluctuaciones aleatorias, n_1 , del índice de refracción son causadas por microestructuras aleatorias en la distribución espacial de la temperatura, cuya causa es el calentamiento inhomogéneo de la superficie terrestre por el sol y por los vientos. El valor de la densidad espectral definida en (I.38) puede ser interpretado como una medida de la abundancia relativa de estas microestructuras (habitualmente conocidas como *eddies*) de dimensiones $L_x = 2\pi/\kappa_x$, $L_y = 2\pi/\kappa_y$, $L_z = 2\pi/\kappa_z$. Existen varios modelos para describir esta distribución, y el que proporciona una mejor aproximación al comportamiento observado es el llamado *espectro de von Kármán*, cuya expresión aproximada es la siguiente:

$$\Phi_n(\kappa) \cong \frac{0,033 C_n^2}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) \quad (\text{I.49})$$

donde $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, con L_0 entre 1 y 100 m, se conoce como la *escala exterior* de la turbulencia; $\kappa_m = 2\pi/l_0$, con l_0 del orden de algunos mm, conocido como *escala interior* de la turbulencia; y C_n^2 recibe el nombre de *constante de estructura* del índice de refracción, que sirve como una medida de la intensidad de las fluctuaciones. Los valores típicos de este último para situaciones

de propagación cercana al suelo oscilan entre los $10^{-13} m^{-2/3}$ para turbulencias fuertes y los $10^{-17} m^{-2/3}$ para turbulencia débil, tomándose como valor medio típico $10^{-15} m^{-2/3}$. Ya se ha comentado previamente que las propiedades de n_l no dependerían de la longitud de onda y por lo tanto la constante de estructura tampoco lo hará.

4.2.3. Diámetro de coherencia de la atmósfera.

Un resultado muy interesante de la teoría que tiene como punto de partida lo anteriormente expuesto y que tiene un desarrollo largo y engorroso, que puede ser consultado en la referencia [Goodman, 85], capítulo 8, es la aparición de un *diámetro de coherencia atmosférico*. Éste se comporta como una cota superior de la coherencia transversal de la radiación electromagnética que se propaga a través de un cierto intervalo de atmósfera. También marcará el tamaño de la máxima apertura útil, y por tanto una cota superior de la potencia recibida, para un sistema coherente. De igual manera marcará la resolución máxima que se puede conseguir en un sistema formador de imagen.

El diámetro de coherencia atmosférico r_0 , para una propagación a través de una zona en la que C_n^2 es constante, se puede calcular con la siguiente expresión, simplificada de [Goodman, 85]:

$$r_0 \triangleq 0,185 \left[\frac{\lambda^2}{C_n^2 R} \right]^{3/5} \quad (I.50)$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación y R es la longitud de la propagación. En la gráfica de la figura I.16 se puede apreciar para los tres valores estándar de la constante de estructura C_n^2 (turbulencia débil, $10^{-17} m^{-2/3}$, turbulencia típica, $10^{-15} m^{-2/3}$ y turbulencias fuerte $10^{-13} m^{-2/3}$), los valores correspondientes del diámetro de coherencia atmosférico. Como puede apreciarse, en propagaciones hasta $100 m$ y sólo para situaciones de turbulencia fuerte, el diámetro cae a valores comparables con los tamaños de las pupilas de entrada de los sistemas ópticos habitualmente empleados (de algunos centímetros de diámetro), o de los valores obtenidos en el apartado I.4.1 para haces enfocados sobre el blanco.

4.3. CONCLUSIONES.

En este capítulo se han estudiado las diferentes causas que contribuyen a distorsionar el frente de onda de la radiación en frecuencias ópticas y que, por tanto, limitan la coherencia transversal de la señal recibida por un sistema lidar coherente. Se han aplicado los resultados para el caso de un sistema enfocado sobre el blanco.

La primera causa, la dispersión en un blanco rugoso, no afecta apreciablemente, ya que el radio de coherencia de la radiación dispersada es siempre del orden de 4π veces mayor que el radio del haz transmitido, en cualquier punto que se considere del trayecto lidar-blanco.

La segunda causa, la propagación a través de un medio turbulento, puede limitar la coherencia de la señal dispersada por el blanco, en el caso de turbulencias muy intensas y de trayectos superiores 50 m.

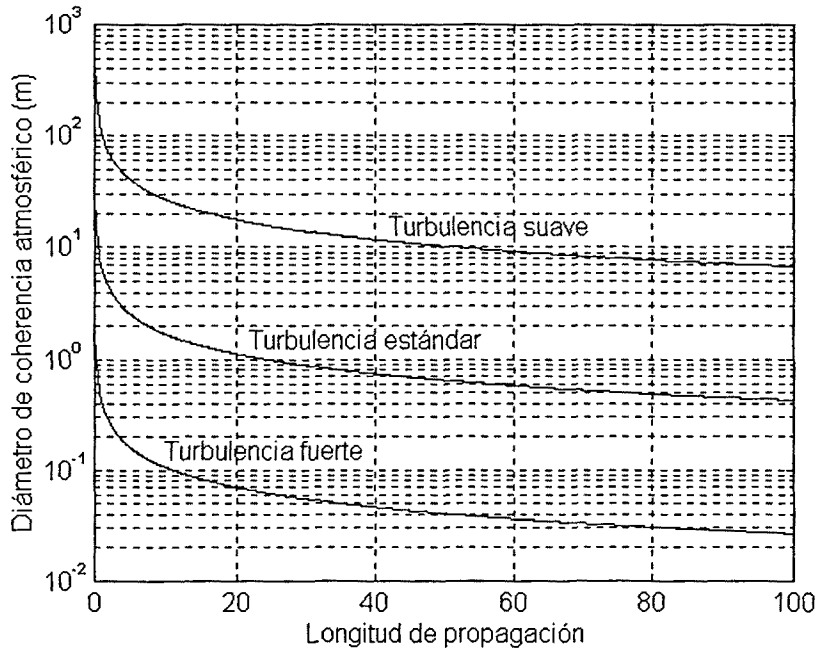


Figura I.16. Diámetro de coherencia atmosférico frente a longitud de propagación para turbulencia suave, estándar y fuerte.

5. Interferencia y Detección Electroóptica.

El fenómeno de la interferencia es clave para entender el mecanismo básico de un receptor coherente: la mezcla. Se detallan a continuación algunos de sus aspectos básicos.

En sistemas basados en frecuencias de microondas habitualmente se cuenta con elementos no lineales para producir esa mezcla entre señales. En este capítulo se comprobará que el elemento no lineal presente en un receptor óptico actúa como mero detector de envolvente.

La importancia del ruido cuántico en sistemas ópticos hace que la señal a ruido sufran un efecto de saturación, para un valor dado de potencia recibida del blanco. La necesidad de coherencia de fase entre las dos señales que se mezclan limita el alcance máximo según la *coherencia temporal* de la radiación emitida por el láser. También está limitado el producto entre área efectiva del receptor y ángulo de aceptación, lo cual implica un compromiso entre estas dos cantidades. Asimismo, la presencia de varios modos longitudinales en el láser producirá múltiples mezclas que no serán útiles en nuestro sistema. Las limitaciones en la *coherencia espacial transversal* de la señal recibida, debidas al efecto de granulación y a la atmósfera (descritas en el capítulo I.4) suponen una limitación en el área efectiva del receptor. Se tendrán en cuenta, igualmente, los ensanchamientos en el espectro Doppler debidos al tamaño del *spot* iluminado sobre el blanco. Por último se describirán algunas configuraciones de mezcladores ópticos, en propagación libre y en fibra óptica.

5.1. ECUACIÓN BÁSICA.

El valor del campo eléctrico eficaz de la suma de dos ondas con igual polarización, de intensidades medias I_{OL} e I_{RX} , ($I_{RX} \ll I_{OL}$) y cuyas pulsaciones son ω_0 y $(\omega_0 + \Delta\omega)$ ($\Delta\omega \ll \omega_0$) se puede describir con la siguiente expresión [Drain, 80]:

$$E(t) = \sqrt{\eta_0} \left[\sqrt{I_{OL}} \cos(\omega_0 t + \phi_1) + \sqrt{I_{RX}} \cos((\omega_0 + \Delta\omega)t + \phi_2) \right] \quad (I.50)$$

donde η_0 es el valor de la impedancia del medio. Este problema está estudiado de manera genérica, se puede encontrar, por ejemplo en [Feynman, 63], para interferencia entre cualquier tipo de ondas sinusoidales. Así podemos simplificar (I.65) empleando las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} A \cos \theta_1(t) &= \sqrt{\eta_0 I_{OL}} \cos(\omega_0 t + \phi_1) \\ B \cos \theta_2(t) &= \sqrt{\eta_0 I_{RX}} \cos((\omega_0 + \Delta\omega)t + \phi_2) \end{aligned} \quad (I.51)$$

La ecuación (I.50) queda, por tanto, en la siguiente forma:

$$E(t) = A \cos \theta_1(t) + B \cos \theta_2(t) \quad (I.52)$$

Por comodidad, emplearemos la notación compleja:

$$E(t) = \text{Re} \left\{ A e^{j\theta_1(t)} + B e^{j\theta_2(t)} \right\} = \text{Re} \left\{ M(t) e^{j\theta(t)} \right\} \quad (I.53)$$

$M(t)$ es una magnitud positiva que representa la envolvente del campo eléctrico resultante, mientras que $\theta(t)$ es una fase real, que contiene el carácter ondulatorio del fenómeno. Calcularemos la expresión de ambas.

$$\begin{aligned} M(t) &= \left| A e^{j\theta_1(t)} + B e^{j\theta_2(t)} \right| = \\ &= \sqrt{(A \cos \theta_1(t) + B \cos \theta_2(t))^2 + (A \text{sen} \theta_1(t) + B \text{sen} \theta_2(t))^2} = \\ &= \sqrt{A^2 + B^2 + 2 A B \cos(\theta_2(t) - \theta_1(t))} \end{aligned} \quad (I.54)$$

Volviendo a emplear las igualdades (I.51) podemos calcular la variación temporal de $M(t)$:

$$M(t) = \sqrt{\eta_0 I_{OL} + \eta_0 I_{RX} + 2 \eta_0 \sqrt{I_{OL} I_{RX}} \cos(\Delta\omega t + (\phi_2 - \phi_1))} \quad (I.55)$$

Como se puede apreciar, el efecto de la interferencia entre ambas ondas es la aparición de una modulación de amplitud, donde la frecuencia de la moduladora es igual a la diferencia entre las

de ambas ondas ($\Delta\omega$). En un sistema que trabaje a frecuencias ópticas, esta onda resultante es detectada mediante un dispositivo fotodetector, en nuestro caso un fotodiodo. Estos dispositivos proporcionan a su salida una corriente proporcional a la potencia de la envolvente del campo eléctrico de la luz incidente sobre su área activa. No son sensibles a la potencia instantánea de la onda, que varía como el doble de la pulsación: el mecanismo de detección (ver capítulo I.3) consiste en la generación de un par electrón-hueco por cada fotón incidente. La potencia de la onda a considerar es, por tanto la obtenida al integrar el término $\eta_0 E^2(t)$ en un intervalo mucho más largo que el período correspondiente a la portadora, y será proporcional al flujo de fotones incidentes. Si el ancho de banda del fotorreceptor es mayor que $\Delta\omega$, la corriente obtenida variará según la expresión [Drain, 80]:

$$i_{\text{det}}(t) = \rho A_R M^2(t) = \rho A_R \left[\eta_0 I_0 + \eta_0 I_{RX} + 2 \eta_0 \sqrt{I_0 I_{RX}} \cos(\Delta\omega t + (\phi_2 - \phi_1)) \right] \quad (\text{I.56})$$

donde A_R es el área activa del fotodetector, en la que se ha considerado constante la eficiencia del receptor, ρ es la responsividad en corriente del fotorreceptor y ϕ es una fase que tiene en cuenta la suma de diferentes términos en seno y coseno. Si, como se ha indicado antes, la eficiencia cuántica del receptor es constante en toda su área, así como las intensidades I_{RX} e I_{OL} , podemos definir $P_{OL} = A_R I_{OL}$ y $P_{RX} = A_R I_{RX}$ como las potencias incidentes de ambas señales en el fotodetector. La corriente a la salida presenta un término constante al que se sumará un término variable a la frecuencia diferencia entre las dos ondas. En la figura I.17 se puede observar este proceso.

En el caso de un lidar coherente, P_{OL} es la potencia del haz de referencia u oscilador local y P_{RX} es la potencia de la luz dispersada por el blanco que el receptor intercepta; la diferencia entre frecuencias $\Delta\omega$ es el desplazamiento Doppler inducido por la velocidad del blanco, que obedece a la expresión (ver ecuación (I.9)):

$$\Delta\omega = 4\pi \frac{v_r}{\lambda} = 2 \omega_0 \frac{v_r}{c} \quad (\text{I.57})$$

donde v_r es la componente radial de la velocidad del blanco, λ la longitud de onda de la radiación detectada, ω_0 la pulsación correspondiente y c la velocidad de la luz en el medio. Como se puede apreciar en el último miembro de la igualdad en la expresión (I.57), la variación relativa de ω_0 obedece al cociente entre la velocidad del móvil y la de la luz. Evidentemente, estos desplazamientos frecuenciales serán muy pequeños en comparación con ω_0 . Ya se ha comentado en el capítulo I.1 su orden de magnitud.

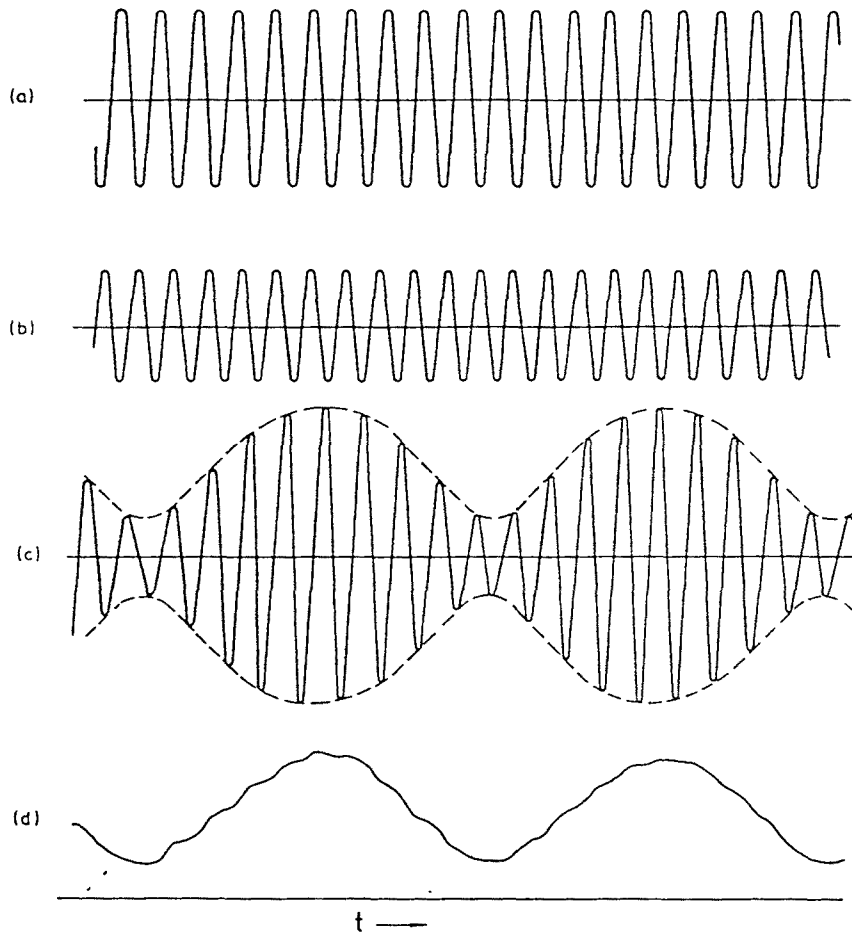


Figura I.17. (a) Oscilador local, (b) señal recibida, (c) onda suma y (d) onda suma rectificada [Drain, 80].

5.2. POTENCIA Y RELACIÓN SEÑAL A RUIDO.

La componente sinusoidal de la corriente que atraviesa el fotodiodo constituye la señal útil del sistema, la que porta la información deseada sobre la velocidad del blanco. Esta señal deberá ser detectada en un entorno de ruido, procedente de diferentes procesos asociados a la detección. El valor cuadrático medio de esta señal puede calcular a partir de la expresión (I.56):

$$\langle i_{\text{det}}^2 \rangle = 2 \rho^2 P_{OL} P_{RX} \quad (\text{I.58})$$

Como ya se podía apreciar en la expresión (I.56) el proceso de mezcla introduce una ganancia de la señal, del orden de la potencia del oscilador local.

Debido a la gran energía de los cuantos de luz a frecuencias ópticas (del orden de $h \nu \approx 4 \cdot 10^{-19} J$) al realizar la detección electroóptica hace plenamente manifiesto el carácter aleatorio del fenómeno, inapreciable a frecuencias de microondas. Esto hace que, asociado al fenómeno de la detección, aparezca un ruido debido a esta aleatoriedad, que en el capítulo I.3 hemos llamado ruido *cuántico* [Senior, 85]. El valor cuadrático medio de la corriente de ruido debida a este ruido cuántico se calcula con la siguiente expresión, aplicada al caso de un lidar coherente (y considerando una vez más $P_{RX} \ll P_{OL}$):

$$\langle i_n^2 \rangle = 2 e \rho P_{OL} BW \quad (I.59)$$

y, para fotodiodos con ganancia por avalancha:

$$\langle i_n^2 \rangle = 2 e G F \rho_{APD} P_{OL} BW \quad (I.60)$$

donde ρ y ρ_{APD} son las responsividades en corriente de los fotodiodos PIN y APD, respectivamente, e es la carga del electrón, P_{OL} la potencia del oscilador local, BW el ancho de banda eléctrico del fotorreceptor, G la ganancia de avalancha del APD y F su factor de ruido en exceso. Como se puede apreciar en (I.59) y (I.60), el ruido cuántico depende de la potencia óptica recibida. A este ruido deben sumarse otros como el ruido de oscuridad en el fotodiodo, así como el térmico introducido por el amplificador de transimpedancia que le siga. Estos ruidos, que generalmente aparecen en las especificaciones de los fotodiodos y etapas de amplificación, no dependen de la luz incidente. Esto quiere decir que, al aumentar indefinidamente la potencia del oscilador local, tanto la señal útil como el ruido cuántico aumentarán, haciéndose este último dominante frente a los demás ruidos. En esta situación, conocida como de *limitación por ruido cuántico*, la relación señal a ruido en el receptor es la siguiente:

$$\left(\frac{S}{N} \right)_{max} = \frac{\rho P_{RX}}{e BW} \quad (I.61)$$

y para fotodiodos de avalancha:

$$\left(\frac{S}{N} \right)_{max} = \frac{\rho P_{RX}}{e G F BW} \quad (I.62)$$

que, en ambos casos, es independiente de P_{OL} . Se produce un efecto de saturación en el aumento de la relación señal ruido. Generalmente esta situación es la deseable, ya que la señal eléctrica tiene un nivel suficiente como para ser procesada adecuadamente, además de ser la máxima relación señal a ruido alcanzable [Jelalian, 92].

5.3. LIMITACIONES EN LA COHERENCIA TEMPORAL.

5.3.1. Ancho espectral y alcance máximo del sistema.

La coherencia parcial de las señales implicadas en el proceso de mezcla suponen una seria limitación en las prestaciones del mezclador óptico [Drain, 80]. En una radiación se puede distinguir entre coherencia longitudinal (o *temporal*) y coherencia transversal (comúnmente conocida como *espacial*).

La coherencia temporal considera las propiedades aleatorias de la luz, entendida como un proceso aleatorio estacionario, en una posición dada (x,y,z) en función del tiempo. Se puede definir el llamado *grado temporal de coherencia*, $g(x,y,z;\tau)$ [Goodman, 85]:

$$g(x, y, z; \tau) = \frac{\langle u^*(x, y, z; t) u(x, y, z; t + \tau) \rangle}{\langle u^*(x, y, z; t) u(x, y, z; t) \rangle} \quad (\text{I.63})$$

Esta función es, muchas veces, independiente de la posición y por tanto podría eliminarse explícitamente la dependencia de (x,y,z) . Su valor absoluto está comprendido entre 0 y 1. Ligado a esta función se puede definir un *tiempo de coherencia*, τ_c , de la radiación, como el mayor intervalo de tiempo a lo largo del cual la luz, en ese punto, está *significativamente correlada* consigo misma. Esta correlación puede entenderse como la existencia de una referencia común de fase. El criterio se puede cuantificar convencionalmente a partir de $g(\tau)$ [Goodman, 85]:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau \quad (\text{I.64})$$

Asociado a este tiempo de coherencia se puede definir la *longitud de coherencia*, l_c , de la radiación, como la distancia recorrida por la luz en el tiempo de coherencia:

$$l_c = c \tau_c \quad (\text{I.65})$$

La mezcla óptica entre dos señales procedentes de la misma fuente que hayan recorrido caminos diferentes será tanto más eficiente cuanto más pequeña sea la diferencia de éstos. En este sentido la longitud de coherencia supone una medida de cuán grande puede llegar a ser esta diferencia de caminos sin afectar gravemente a las prestaciones del sistema.

El tiempo de coherencia de la señal procedente de una fuente está asociado a su monocromaticidad: el tiempo de coherencia será tanto mayor cuanto más pequeño sea el ancho del espectro de la señal emitida, $S(\nu)$. Este espectro se puede calcular a partir de $g(\tau)$:

$$S(\nu) = I \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) \exp(-j 2\pi \nu \tau) d\tau \quad (\text{I.66})$$

En el caso común de que $S(\nu)$ sea de tipo *Lorentziano*, su ancho espectral a mitad de potencia, $\Delta\nu_{.3dB}$, está relacionado por la siguiente expresión con el tiempo de coherencia:

$$\Delta\nu_{.3dB} = \frac{1}{\pi \tau_c} \quad (\text{I.67})$$

En la interferencia entre dos señales diferentes, como a priori son el oscilador local y la señal dispersada por el blanco es necesario determinar el grado de coherencia que existe entre ellas. Para ello se define el *grado complejo de coherencia mutua*, g_{12} [Goodman, 85]:

$$g_{12} = \frac{\langle u_1^* u_2 \rangle}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (\text{I.68})$$

donde u_1 y u_2 describen los campos eléctricos (con igual polarización) de dos ondas interferentes, de intensidades I_1 e I_2 .

No obstante, la coherencia temporal de la señal dispersada por el blanco está completamente definida por las características de la señal transmitida, de la que habitualmente ha sido obtenido el oscilador local, a excepción del desplazamiento debido al efecto Doppler producido por la velocidad del blanco. Por esto, a efectos de coherencia temporal, consideraremos que se trata de una señal que interfiere consigo misma, tras sufrir un desplazamiento en frecuencia.

Por lo tanto, para un sistema lidar que emplee una fuente con unas características espectrales dadas, la distancia máxima, R_{max} , a la que puede encontrarse el blanco será la mitad de la longitud de coherencia antes definida para una sola señal [Goodman, 85]:

$$R_{max} = \frac{l_c}{2} = \frac{c \tau_c}{2} = \frac{c}{2\pi \Delta\nu_{.3dB}} \quad (\text{I.69})$$

Esto hará que sea necesario, en lidares coherentes, el empleo de fuentes láser con una longitud de coherencia que supere a las diferencias de caminos que se puedan presentar en el sistema. Por ello se emplean habitualmente láseres de gas (CO_2 y HeNe son de los más empleados) o bien de estado sólido (el Nd:YAG es muy común). El desarrollo de láseres de semiconductor con buenas características de coherencia temporal es un hecho, si bien sus potencias son todavía pequeñas y sus precios demasiado altos en comparación con los de gas.

5.3.2. Pérdidas debidas a los modos longitudinales del láser.

Como ya se indicó en el capítulo I.3, la radiación producida por la mayor parte de los láseres no es estrictamente monofrecuencial, sino que presenta diferentes modos longitudinales (ver figura I.4). Estos modos longitudinales oscilan a diferentes frecuencias, cuyas longitudes de onda son submúltiplos del doble de la longitud de la cavidad (ver ecuación I.10), para las cuales la ganancia del medio óptico supera el umbral de oscilación.

Las interferencias entre estos modos longitudinales conforme se propagan pueden ser constructivas o destructivas. Estas dos situaciones se suceden de manera cíclica, con período $2L$, donde L es la longitud de la cavidad láser [Drain, 80]. Este fenómeno es muy perjudicial y limita la longitud de coherencia "eficaz" en sistemas como la holografía a una cantidad:

$$L_c = \frac{2L}{N} \quad (I.70)$$

donde N es el número de modos longitudinales excitados en la cavidad. El fenómeno de pérdida y recuperación periódica de la coherencia está ilustrado en la figura I.18.

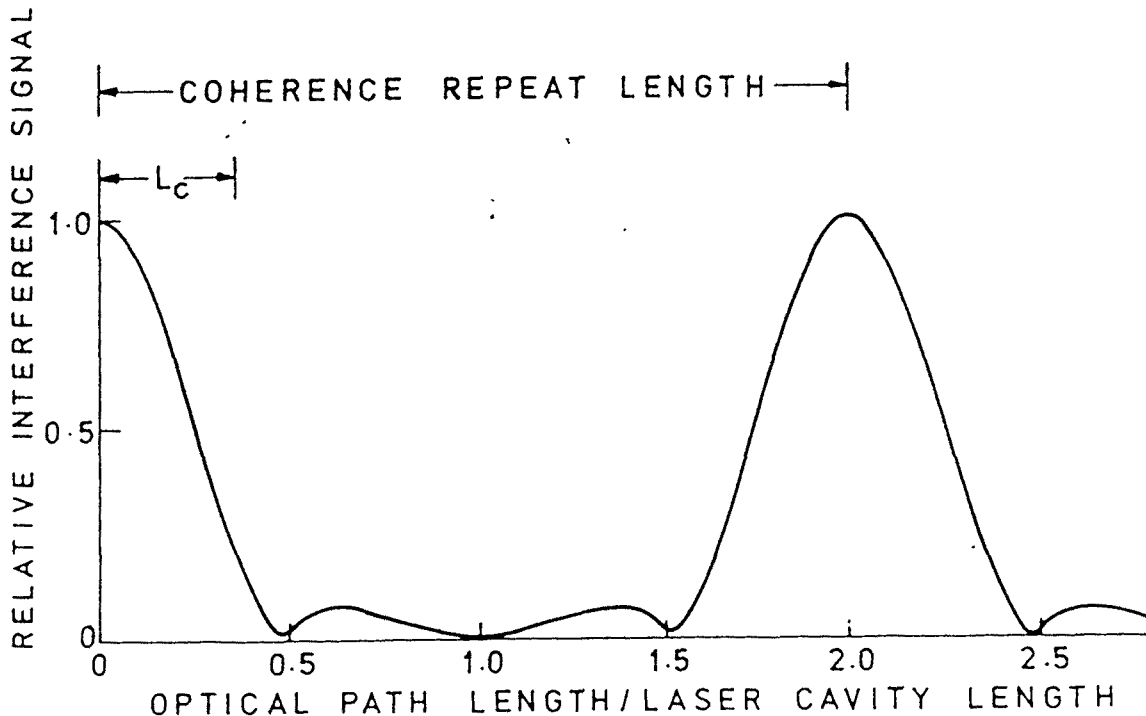


Figura I.18. Coherencia temporal vs. diferencia entre caminos en un láser multimodo longitudinal [Drain, 80].

En los sistemas que incluyen detección electroóptica y análisis espectral, como los sistemas lidar coherentes, el efecto no introduce pérdidas tan drásticas en el sistema como se verá a continuación.

El espectro de la señal obtenida al detectar la interferencia entre un oscilador local, con múltiples modos longitudinales, y la señal dispersada por el blanco desplazada por efecto Doppler tendrá varias componentes, como se puede ver en la figura I.19:

- a la pulsación Doppler, ω_D , una suma incoherente, como se discutirá más adelante, de los espectros de potencia debidos a la interferencia de cada modo con él mismo, desplazado por la velocidad del blanco;
- en los múltiplos enteros de la diferencia frecuencial entre modos, ω_M , las componentes a la interferencia entre modos;
- en torno a las componentes anteriores se apreciará el espectro obtenido de la interferencia de un modo, desplazado por efecto Doppler, con el resto de modos sin desplazar.

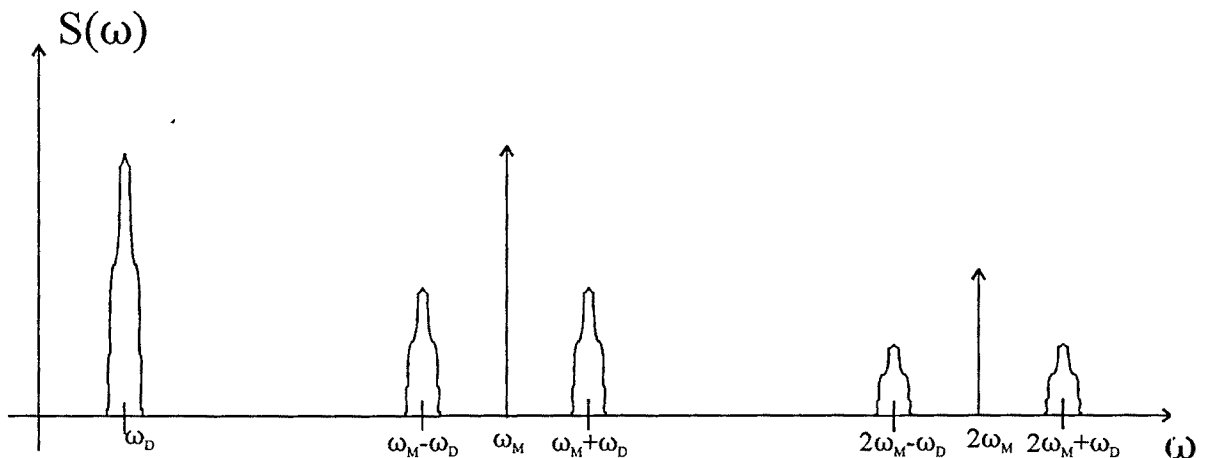


Figura I.19. Espectro de la señal eléctrica en el fotodiodo.

Si la señal detectada es procesada espectralmente es posible eliminar las componentes indeseadas de la misma. La distribución de potencia entre los modos, considerada uniforme por simplicidad, es la siguiente:

$$P_{OL} = N P_{OL,i}, \quad \text{donde } P_{OL,i} = \frac{P_{OL}}{N} \quad (I.71)$$

$$P_{RX} = N P_{RX,i}, \quad \text{donde } P_{RX,i} = \frac{P_{RX}}{N} \quad (I.72)$$

donde $P_{OL,i}$ y $P_{RX,i}$ son, respectivamente, las potencias de oscilador local y recibida debidas al

modo i -ésimo. El valor de la fotocorriente debida a la interferencia correspondiente al modo i -ésimo de oscilador local y potencia recibida, $i_{det,i}$ es el siguiente:

$$i_{det,i}(t) = \rho \left[\frac{P_{OL}}{N} + \frac{\sqrt{P_{OL} P_{RX}}}{N} \cos(\Delta\omega_i t + \phi_i) \right] \quad (I.73)$$

donde $\Delta\omega_i$ es el desplazamiento Doppler asociado al modo longitudinal i -ésimo. Si la fase de cada componente está incorrelada con las demás, las contribuciones descritas en la expresión (I.92) se suman de forma incoherente y en el proceso aparece una pérdida de valor N :

$$\langle i_{det}^2 \rangle_{TOTAL} = N \langle i_{det,i}^2 \rangle \quad (I.74)$$

En este punto avanzaremos un resultado posterior. Debido a diferentes efectos producidos en la dispersión de la luz en el blanco (ver apartado I.5.5), la señal recibida presenta un ensanchamiento espectral. Este ensanchamiento espectral implica un ruido de fase que, en el caso más general, será independiente en cada una de las componentes. Debemos considerar por tanto que cada ϕ_i es un proceso estocástico de media cero de banda estrecha respecto de la pulsación central $\Delta\omega_i$. Como se detallará en el apartado (I.5.5) este ancho de banda estará habitualmente por debajo del 1%.

Consideremos el caso más simple en el que $N = 2$. Ya vimos en el apartado I.5.1. que la interferencia entre dos ondas de amplitudes A_1 y A_2 , frecuencias $\Delta\omega_1$ y $\Delta\omega_2$ y fases ϕ_1 y ϕ_2 da como resultado una onda cuya envolvente $A(t)$ es de la forma:

$$A(t) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos[(\Delta\omega_2 - \Delta\omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)]} \quad (I.75)$$

donde ϕ_1 y ϕ_2 , como se ha dicho más arriba, son procesos estocásticos. La diferencia relativa entre los $\Delta\omega_i$ es pequeña. Como ejemplo tomaremos el láser de HeNe en 633 nm , en el que los modos longitudinales están comprendidos en un intervalo de $1,4 \text{ GHz}$, ello implica que, la máxima desviación frecuencial relativa es de:

$$\frac{|\Delta\omega_i - \Delta\omega_k|_{\max}}{\langle \Delta\omega \rangle} = \frac{4\pi \times 1,4 \text{ GHz} \times v_r}{c} \times \frac{633 \text{ nm}}{4\pi v_r} \approx 0,0003 \% \quad (I.76)$$

Por lo que el ancho de banda debido al ruido de fase en ϕ_1 y ϕ_2 es bastante mayor. Debido a esta última circunstancia, al calcular el valor medio de la envolvente hemos de despreciar el término $(\Delta\omega_2 - \Delta\omega_1)t$ frente al que suponen las fases aleatorias. Por tanto, el valor cuadrático medio de $A(t)$ resulta:

$$\begin{aligned} \langle A^2(t) \rangle &= \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle + 2 \langle A_1 A_2 \cos[(\Delta\omega_2 - \Delta\omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)] \rangle = \\ &= \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle \end{aligned} \quad (I.77)$$

ya que el valor medio de la componente sinusoidal, evaluada en un intervalo mucho mayor que la inversa del ancho espectral de los ϕ_i , es nula. Este resultado puede extenderse al caso genérico de que la radiación del láser empleado tenga N modos longitudinales.

Por todo lo anteriormente indicado, concluimos que las componentes debidas a las interferencias de cada uno de los modos longitudinales del oscilador local con la señal recibida desplazada por efecto Doppler, se suman incoherentemente. Ello implica que la potencia total es igual a la suma de las potencias de cada una de las componentes (como se indica en la ecuación (I.77)) y, por lo tanto la potencia de señal detectada es N veces menor que en el caso de que toda la potencia del láser se emitiese en el mismo modo longitudinal. La expresión (I.58) queda como sigue:

$$\langle i_{det}^2 \rangle = \frac{2 \rho^2 P_{OL} P_{RX}}{N} \quad (I.78)$$

Las expresiones (I.61) y (I.62) quedan también modificadas a:

$$\left(\frac{S}{N} \right)_{max} = \frac{\rho P_{RX}}{N e BW} \quad (I.79)$$

$$\left(\frac{S}{N} \right)_{max} = \frac{\rho P_{RX}}{N e G F BW} \quad (I.80)$$

5.4. ÁREA EFECTIVA Y CAMPO DE VISIÓN DEL RECEPTOR.

Las ganancias espectaculares en transmisión y recepción asociadas a los sistemas ópticos ([Klein, 74], [Degnan, 74], [Klein, 76]) indicadas en el capítulo I.1 tienen como contrapartida que los *ángulos de aceptación* de los receptores están limitados a valores muy pequeños. En la figura I.20 aparece el esquema general de un dispositivo de detección electroóptica sobre el que inciden dos ondas, u_0 y u_1 . La primera será el oscilador local y la segunda la señal recibida.

Consideraremos que el eje Z está definido por la dirección de propagación del oscilador local y que el receptor tiene un área activa (en la que la responsividad es constante) de valor A_R . Llamaremos campo de visión, Ω_R , al ángulo sólido, cuyo vértice está en el centro de la superficie activa del receptor y cuyo eje central es el eje Z, bajo el cual deben caer las señales que nuestro receptor coherente deba detectar. Siegman [Siegman, 66] demostró que el producto el área activa del fotodetector y el ángulo sólido del campo de visión cumplen la siguiente relación:

$$A_R \Omega_R \approx \lambda^2 \quad (I.81)$$

donde λ es la longitud de onda de trabajo.

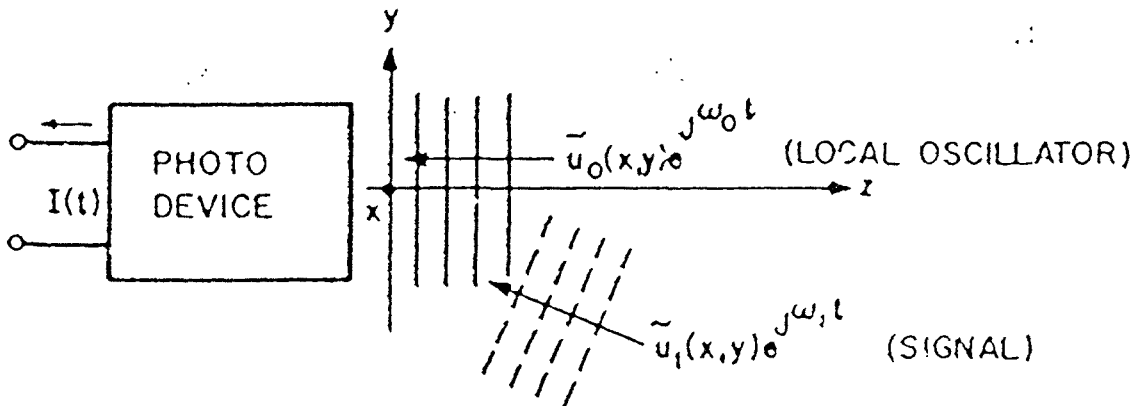


Figura I.20. Esquema general de un receptor óptico coherente [Siegman, 66].

Una justificación bastante intuitiva de esta relación puede encontrarse en la referencia [Drain, 80]: considérese la situación de la figura I.20, en la que dos frentes de onda (uno de ellos será el oscilador local y el otro la señal recibida) interfieren e inciden sobre un fotodetector de diámetro w , formando entre sí un ángulo β .

Supondremos por simplicidad que ambas ondas tienen la misma frecuencia. Los frentes de onda se suman en fase o en contrafase según el punto que consideremos. En donde se suman en fase la interferencia producirá una zona brillante, mientras que donde se suman en contrafase se producirá una zona oscura: es el fenómeno conocido como *franjas*. Así, en la figura I.21, los puntos en donde interfieren en fase están marcados con un signo "+" y aquéllos en los que las ondas se suman en contrafase, con un signo "-". Los puntos en los que las ondas se suman en fase forman planos paralelos separados por una distancia s :

$$s = \frac{\lambda}{2 \operatorname{sen} \frac{\beta}{2}} \quad (I.82)$$

Si consideramos que las frecuencias de las dos ondas difieren en un valor $\Delta\nu$ (ya que una de ellas ha sido desplazada por efecto Doppler) lo que tendremos será que, sobre el fotodetector irán pasando franjas luminosas y oscuras a una velocidad v_f :

$$v_f = \frac{\Delta\nu \lambda}{2 \operatorname{sen} \frac{\beta}{2}} \quad (I.83)$$

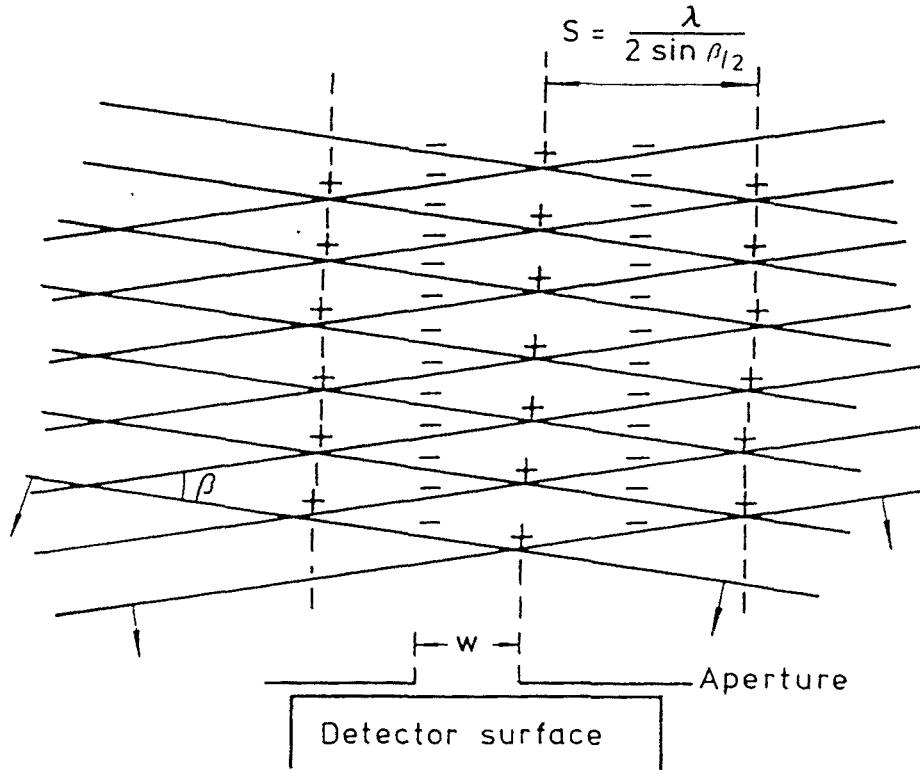


Figura I.21. Ilustración de la interferencia entre dos ondas planas que forman un ángulo β entre sí [Drain, 80].

Este movimiento de franjas puede ser considerado como la causa de las variaciones en la corriente detectada que permiten detectar la frecuencia Doppler. No obstante, estas variaciones en la intensidad sólo serán apreciadas si el ángulo β es lo suficientemente pequeño como para que la superficie del fotodetector incluya tan sólo una franja, o parte de ella, ya sea luminosa u oscura. Si β es demasiado grande, sobre la superficie del fotodetector incidirán simultáneamente franjas luminosas y oscuras y disminuirá sensiblemente la capacidad del sistema para detectar los cambios en la potencia óptica incidente. Esta condición impone que el valor máximo del ángulo β sea tal que la separación entre las franjas sea igual o mayor al doble diámetro del fotodetector w :

$$2w = s_{\max} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\beta_{\max}}{2}} \approx \frac{\lambda}{\beta_{\max}} \quad (\text{I.84})$$

donde se ha considerado que $\beta/2$ es pequeño y se puede aproximar $\sin \beta/2 \approx \beta/2$. El área del fotodetector A_R es igual a $\pi w^2 / 4$ y el ángulo sólido máximo que define el campo de visión correspondiente $\Omega_{R,\max}$ es $\pi \beta_{\max}^2$. Sustituyendo (I.84) se puede escribir:

$$A_R = \pi \frac{w^2}{4} = \pi \frac{\lambda^2}{16 \beta_{\max}^2} = \frac{\pi^2}{16} \frac{\lambda^2}{\Omega_{R,\max}} \approx \frac{\lambda^2}{\Omega_{R,\max}} \quad (\text{I.85})$$

De esta expresión se obtiene directamente (I.81). El significado de ésta puede ser interpretado también como que existe ángulo sólido máximo de aceptación (un campo de visión, por tanto) para cada valor de A_R , para una longitud de onda dada.

El modelo también nos permite justificar, además del *lóbulo principal* de recepción definido por $\Omega_{R,max}$, la presencia de lóbulos secundarios, cuyos máximos relativos aparecen cuando el ángulo β es tal que en el diámetro del área activa del fotodetector cabe un número impar de $s / 2$. Conforme se van alejando del principal, la ganancia de estos lóbulos es menor, al disminuir la sensibilidad a las variaciones de potencia por disminuir la componente variable de la potencia óptica recogida. Este hecho presenta notables similitudes la presencia de lóbulos secundarios en una antena de apertura [Balanis, 82].

Antes de proseguir debe ponerse de manifiesto que, como ya se ha indicado, el ángulo de aceptación definido por $\Omega_{R,max}$ está centrado en la dirección de incidencia del oscilador local. Esto implica que no es necesario que la superficie activa del fotodetector sea perpendicular a dicho eje. Esta matización es importante, de cara a los márgenes de variación tolerables en el alineamiento de los sistemas.

Avanzando en estos razonamientos pueden hacerse las siguientes consideraciones [Siegman, 66]:

-La colocación de elementos ópticos en el camino de la señal recibida, previos a la superposición con el oscilador local, aumentan el "tamaño aparente" del fotorreceptor. Así en la figura I.22.a puede apreciarse un esquema en el que la señal recibida es captada por un telescopio de aumento M ($M = f_2 / f_1$). Esto hace que el tamaño aparente del área activa se multiplique por M^2 . Por contra, el ángulo sólido de aceptación disminuye en un factor M^2 , con lo que:

$$A'_R \Omega'_R \approx (M^2 A_R) \left(\frac{1}{M^2} \Omega_R \right) \approx \lambda^2 \quad (\text{I.86})$$

donde se aprecia que estos elementos ópticos cambian tanto el área efectiva como el campo de visión, pero siempre manteniendo la restricción básica $A_R \Omega_R \approx \lambda^2$.

-Los elementos ópticos de cualquier tipo situados en el camino óptico de los haces del OL y la señal, después de que éstos se combinen no alterarán en general ni A_R ni Ω_R . Esta situación puede verse en la figura I.22.b.

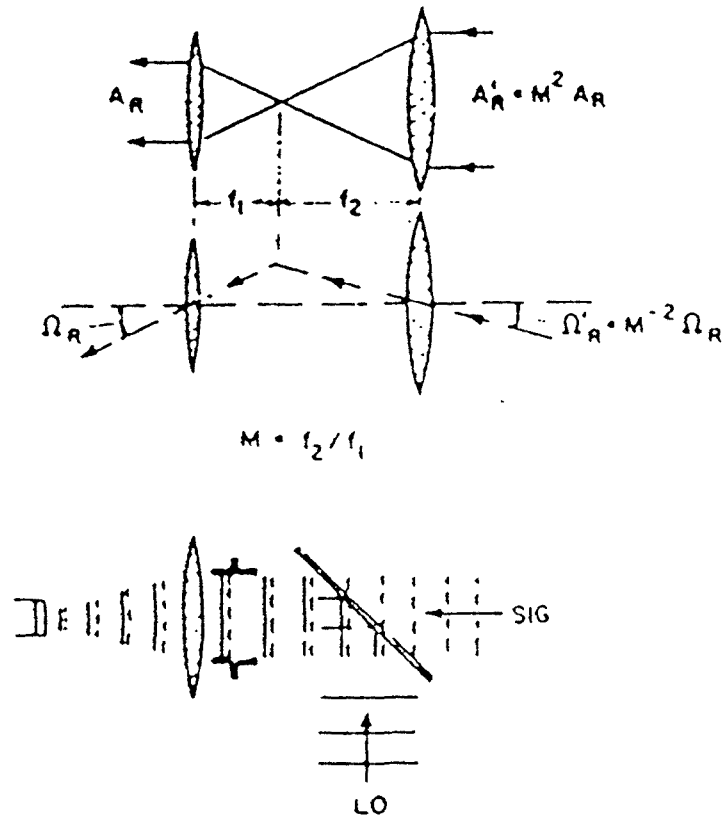


Figura I.22. Esquemas ilustrativos de las propiedades de los receptores ópticos coherentes [Siegman, 66]

-Como criterio general para evaluar el campo de visión de un sistema coherente puede emplearse el método del llamado *oscilador local retropropagado* (BPLO, *BackPropagated Local Oscillator*) empleado por muchos autores, como por ejemplo [Rye, 92] y [Frehlich, 93]. Este método consiste en retropropagar la amplitud compleja del oscilador local (ponderado por la distribución de la eficiencia cuántica del receptor si es necesario) a través de todo el sistema óptico que atravesaría en sentido inverso la señal recibida. La divergencia del haz resultante determinará el campo de visión del receptor. Este esquema puede verse en la figura I.23.

Todas las consideraciones anteriores hacen recomendable el uso de esquemas ópticos coaxiales, en los que la misma óptica sea empleada para transmitir y recibir señales, así como que el oscilador local y la señal recibida compartan la mayor cantidad posible de camino óptico, dentro del receptor [Rye, 92].

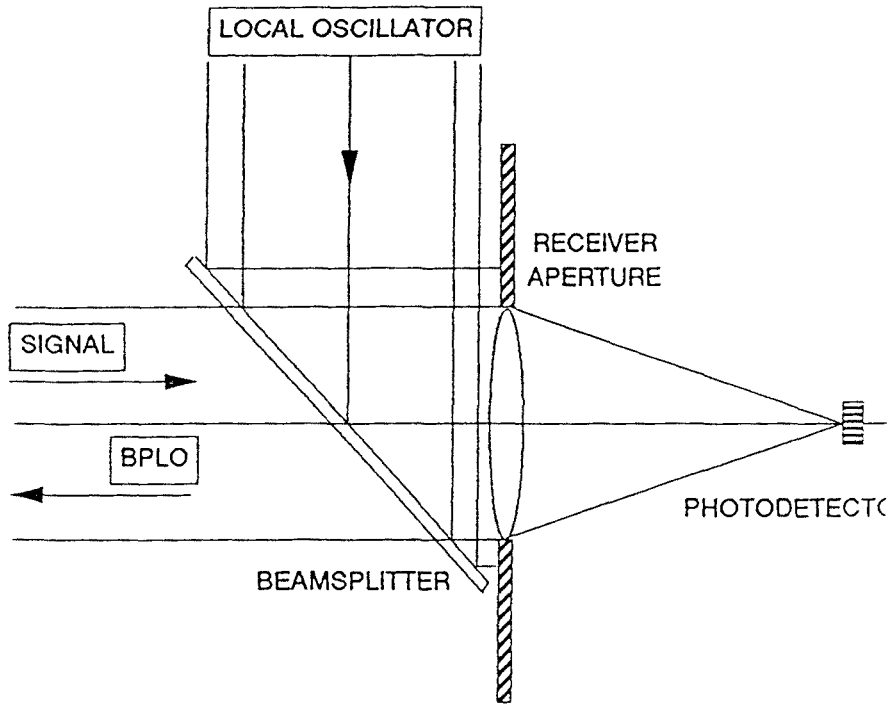


Figura I.23. Ilustración del método del oscilador local retropropagado (BPLO) [Rye, 92]

Rye [Rye, 82] propone el cálculo del área efectiva de un receptor óptico coherente en esferas centradas en el blanco y situadas en las inmediaciones de la apertura del sistema en las que las ondas presentes pueden considerarse planas. El área efectiva del sistema debería interpretarse como una variable aleatoria, cuya media $\langle A_R \rangle$ será el valor a emplear al calcular la porción potencia óptica recogida por el receptor susceptible de mezclarse con el oscilador local. Ésta puede calcularse, para un sistema sin truncamiento de haces en el que el blanco intercepta toda la potencia transmitida y despreciando las pérdidas introducidas por la atmósfera, con la expresión [Rye, 92]:

$$\langle P_{RX} \rangle = \langle A_R \rangle \frac{\sigma^0 P_T}{\pi R^2} \tag{I.87}$$

Donde P_T es la potencia transmitida, R la distancia al blanco y σ^0 es el llamado *coeficiente de dispersión* del blanco, análogo a la reflectividad. La aleatoriedad de A_R es debida a su dependencia del área de coherencia de la radiación dispersada por el blanco, que ha sido caracterizada en el capítulo I.4. Por tanto, para receptores limitados por difracción, calcularemos este área efectiva media teniendo en cuenta estos efectos, mediante la siguiente expresión sintetizada de [Frehlich, 91] y [Rye, 92]:

$$\frac{1}{\langle A_R \rangle} = \frac{1}{A_{BPLO}} + \frac{1}{\langle A_{coh} \rangle} + \frac{1}{\langle A_{atm} \rangle} \tag{I.88}$$

donde A_{BPLO} es el área de la sección a $1/e^2$ en intensidad del BPLO. $\langle A_{coh} \rangle$ es el valor medio del área de coherencia del granulamiento producido por la dispersión en el blanco, que se puede calcular con la expresión:

$$\langle A_{coh} \rangle = \pi \rho_c^2 \quad (I.89)$$

donde ρ_c es el radio de coherencia obtenido aplicando el teorema de Van Cittert-Zernike (ver capítulo I.4.1). $\langle A_{atm} \rangle$ es el área de coherencia limitada por las turbulencias atmosféricas que se puede calcular con la expresión:

$$\langle A_{atm} \rangle = \pi \left(\frac{r_0}{2} \right)^2 \quad (I.90)$$

donde r_0 es el diámetro de coherencia de la atmósfera definido por la ecuación (I.49).

Como se puede apreciar el área efectiva del receptor será siempre menor que cualquiera de las tres áreas: el área física del BPLO, y las de coherencia de la radiación dispersada por el blanco rugoso y la debida a las turbulencias refractivas de la atmósfera.

5.5. ENSANCHAMIENTO ESPECTRAL DE LA SEÑAL DOPPLER POR DISPERSIÓN EN EL BLANCO.

Hasta este punto se ha considerado que el valor de desplazamiento Doppler causado por la dispersión de la luz en el blanco es único. Sin embargo, el tipo de fenómenos implicados en la dispersión producen un ensanchamiento en la señal Doppler recuperada a la salida del fotorreceptor.

Ya hemos visto que, en un blanco cuya distancia no varía respecto del sistema lidar, el desplazamiento Doppler se produce por la dispersión producida por la rugosidad de la superficie del blanco en su desplazamiento. El carácter aleatorio de esta rugosidad introduce una variación del mismo tipo en la amplitud y fase de la señal dispersada, que se traduce en un ensanchamiento en el espectro de luz dispersada. La segunda causa de ensanchamiento es el ángulo de convergencia del haz incidente, que está enfocado sobre el blanco. Esto implica que el vector de onda del haz incidente no se puede considerar único, sino que incluye una distribución de ángulos de incidencia. Por último, el tamaño no nulo del spot que ilumina el blanco contiene una distribución de velocidades radiales, en el caso para blancos rotatorios como los que emplearemos en laboratorio para conseguir velocidades elevadas.

5.5.1. Ensanchamiento debido a la rugosidad de la superficie del blanco.

El primer efecto considerado tiene en cuenta la distribución aleatoria de alturas de la superficie del blanco. Ésta introduce variaciones aleatorias en la amplitud y la fase de la señal dispersada. Cabe insistir primero, que es esta rugosidad la que hace posible que la luz sea dispersada en un margen amplio de direcciones y que esté desplazada por efecto Doppler.

Para modelar este fenómeno de ensanchamiento recurriremos al esquema de la figura I.24. En ésta aparece una superficie móvil sobre la que incide un haz luminoso. La normal a la superficie del blanco formará un cierto ángulo φ con la dirección de propagación del haz transmitido, eje óptico del sistema. La componente según este eje, componente radial v_r , es la que realmente producirá el desplazamiento Doppler. A la componente según el plano perpendicular al eje óptico la llamaremos componente transversal v_t . Ambas pueden ser calculadas fácilmente:

$$\begin{aligned} v_r &= v \operatorname{sen} \varphi \\ v_t &= v \operatorname{cos} \varphi \end{aligned} \quad (\text{I.91})$$

Por simplicidad, consideraremos que las dos componentes, y por tanto la resultante, están en el mismo plano que el eje óptico.

Teich [Teich, 68] propone un método muy intuitivo para estimar el ensanchamiento espectral debido al movimiento en sistemas monoestáticos. Debido al movimiento de la superficie, cada cierto tiempo se ilumina una área del blanco totalmente diferente de la anterior, lo que provoca que la radiación dispersada esté totalmente incorrelada con la producida en el intervalo anterior. Podemos asociar a este fenómeno un tiempo de coherencia t_c que se puede calcular con la expresión:

$$t_c \approx \frac{d}{v} \quad (\text{I.92})$$

donde d es la longitud, según la dirección de movimiento del blanco, de la zona iluminada. Al estar trabajando con un sistema enfocado, en el que el haz transmitido tiene su cintura de radio w_0 sobre el blanco, d se puede calcular como:

$$d = \frac{2 w_0}{\operatorname{cos} \varphi} \quad (\text{I.93})$$

El ensanchamiento debido a esta fluctuación, Δf_s se puede estimar como la inversa de t_c :

$$\Delta f_s \approx \frac{1}{t_c} \approx \frac{v \operatorname{cos} \varphi}{2 w_0} \quad (\text{I.94})$$

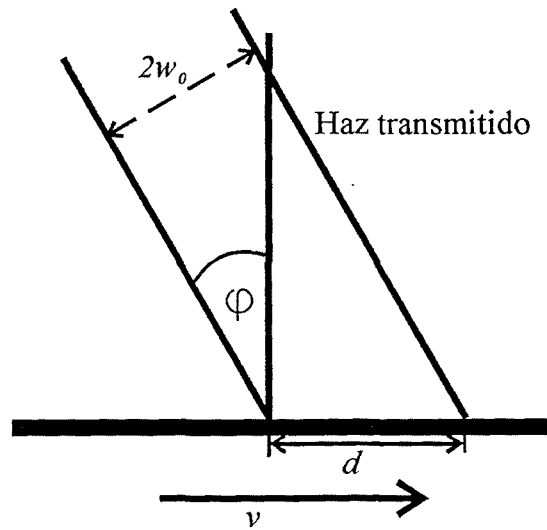


Figura I.24. Incidencia del haz transmitido en una superficie rugosa móvil.

El ensanchamiento es proporcional a la velocidad del blanco e inversamente proporcional al tamaño de la cintura del haz transmitido. Este último puede ser fácilmente calculado mediante el formalismo de haces gaussianos [Yariv, 89].

5.5.2. Ensanchamiento debido al ángulo de convergencia.

El ángulo de convergencia del haz transmitido sobre el blanco provoca un margen de direcciones de incidencia que llevan aparejado un intervalo en las velocidades radiales que son detectadas. En la figura I.25 puede apreciarse la geometría asociada a este efecto.

Las velocidades radiales asociadas a los ángulos de incidencia φ_1 y φ_2 son:

$$\begin{aligned} v_{r,1} &= v \operatorname{sen} \varphi_1 = v \operatorname{sen}(\varphi - \theta_0) \\ v_{r,2} &= v \operatorname{sen} \varphi_2 = v \operatorname{sen}(\varphi + \theta_0) \end{aligned} \quad (\text{I.95})$$

El intervalo de velocidades radiales es:

$$\Delta v_{\theta_0} = \Delta v_{r,2} - \Delta v_{r,1} = 2v [\cos \varphi \operatorname{sen} \theta_0] \quad (\text{I.96})$$

Y el ensanchamiento espectral causado:

$$\Delta f_{\theta_0} = \frac{2}{\lambda} \Delta v_{\theta_0} = \frac{4v}{\lambda} [\cos \varphi \operatorname{sen} \theta_0] \quad (\text{I.97})$$

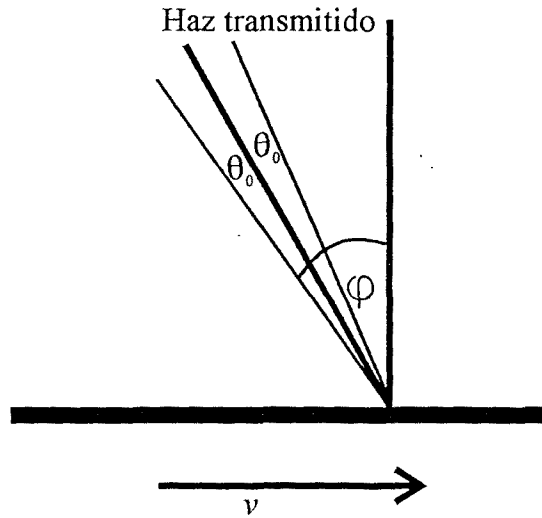


Figura I.25. Influencia del ángulo de convergencia sobre el blanco.

5.5.3. Ensanchamiento debido a la diferencia de velocidades en el spot.

En el caso de estar trabajando con un blanco rotatorio aparece un efecto adicional que no puede ser ignorado. Cabe decir que este efecto degrada las prestaciones del sistema respecto del que presentaría con blancos con movimiento lineal.

En la figura I.26 puede apreciarse que el tamaño no nulo de la cintura del haz transmitido en un blanco circular de radio r produce la iluminación de un arco de circunferencia. La componente radial de velocidad del blanco v_r tiene un valor diferente en cada uno de los extremos del arco:

$$v_{r,1} = v \operatorname{sen} \varphi_1 = v \left[\frac{r \operatorname{sen} \varphi - w_0}{r} \right] \quad (\text{I.98})$$

$$v_{r,2} = v \operatorname{sen} \varphi_2 = v \left[\frac{r \operatorname{sen} \varphi + w_0}{r} \right]$$

El margen de velocidades medido es, por tanto:

$$\Delta v_r = v_{r,2} - v_{r,1} = 2 v \frac{w_0}{r} \quad (\text{I.99})$$

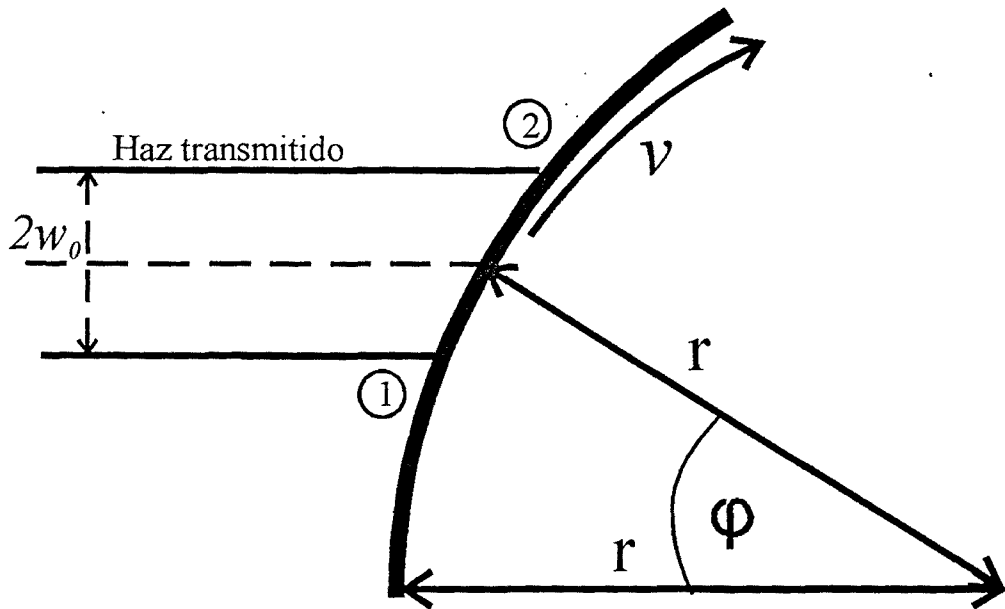


Figura I.26. Incidencia del haz transmitido en una superficie móvil cilíndrica.

Y el ensanchamiento espectral causado:

$$\Delta f_r = \frac{2}{\lambda} \Delta v_r = \frac{4 v w_0}{\lambda r} \quad (\text{I.100})$$

que como se puede apreciar no depende del ángulo φ . Esto implica que, cuanto mayor sea este ángulo y, por tanto, mayores sean cada una de las componentes radiales de la velocidad según la ecuación (I.98), menor será el error relativo. De acuerdo con (I.100) puede verse que el error crece con la curvatura de la superficie móvil.

5.5.4. Incertidumbre en la medida de velocidad.

Podemos considerar que, en el caso más general los diferentes ensanchamientos se combinan como la suma de sus cuadrados. Así, el ensanchamiento espectral para un blanco lineal tiene la forma:

$$\Delta f_{lin} = \sqrt{\Delta f_s^2 + \Delta f_{\theta_0}^2} \approx v \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{4 w_0^2} + \frac{16 \cos^2 \varphi \operatorname{sen}^2 \theta_0}{\lambda^2}} \quad (\text{I.101})$$

y para un blanco rotatorio:

$$\Delta f_{rot} = \sqrt{\Delta f_s^2 + \Delta f_r^2 + \Delta f_{\theta_0}^2} \approx v \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{4 w_0^2} + \frac{16 w_0^2}{\lambda^2 r^2} + \frac{16 \cos^2 \varphi \operatorname{sen}^2 \theta_0}{\lambda^2}} \quad (\text{I.102})$$

Como puede apreciarse los diferentes efectos dependen de manera diversa respecto del tamaño de la cintura del haz. En blancos lineales, el ensanchamiento es mayor para distancias cortas, para las que w_0 es pequeño y, por tanto, θ_0 es mayor. Para blancos rotatorios, se produce ensanchamiento a distancias cortas y a distancias largas, a las que el efecto dominante será el debido al margen de velocidades dentro del spot. La incertidumbre correspondiente en la medida de la velocidad se calcula:

$$\Delta v_{lin} = \frac{\lambda \Delta f_{lin}}{2} \approx \frac{\lambda v}{2} \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{4 w_0^2} + \frac{16 \cos^2 \varphi \operatorname{sen}^2 \theta_0}{\lambda^2}} \quad (\text{I.103})$$

$$\Delta v_{rot} = \frac{\lambda \Delta f_{rot}}{2} \approx \frac{\lambda v}{2} \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{4 w_0^2} + \frac{16 w_0^2}{\lambda^2 r^2} + \frac{16 \cos^2 \varphi \operatorname{sen}^2 \theta_0}{\lambda^2}} \quad (\text{I.104})$$

En la figura I.27 representamos el cálculo de la incertidumbre relativa $\epsilon_{v,lin}$ y $\epsilon_{v,rot}$ en % respecto de la velocidad medida:

$$\epsilon_{v,lin} = \frac{\Delta v_{lin}}{v \operatorname{sen} \varphi} \quad (\text{I.105})$$

$$\epsilon_{v,rot} = \frac{\Delta v_{rot}}{v \operatorname{sen} \varphi} \quad (\text{I.106})$$

frente a la distancia al blanco para un blanco lineal y para un blanco rotatorio, de radio $r = 25 \text{ cm}$, a diferentes ángulos φ . Como se verá en la parte II, será un blanco rotatorio el que emplearemos en el laboratorio para la mayor parte de las medidas de interés, ya que el blanco lineal construido presenta efectos de ensanchamiento espectral adicionales cuyo estudio (vinculado a la elasticidad del material del blanco) queda fuera del ámbito de este trabajo.

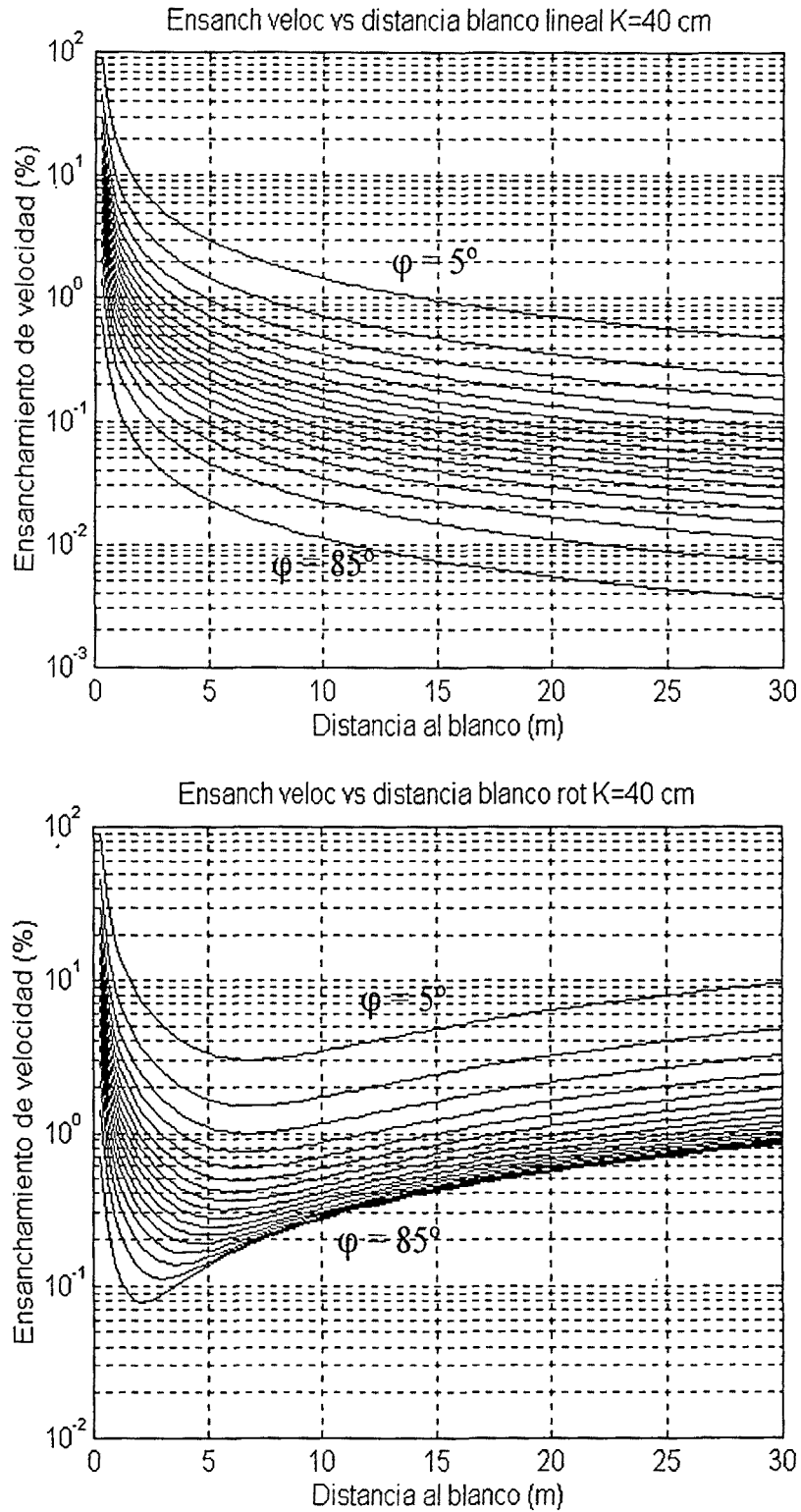


Figura I.27. Ensanchamiento relativo en la medida de velocidad frente a distancia a un blanco (a) lineal y (b) rotatorio.

5.6. MEZCLADORES ÓPTICOS.

Las conclusiones a las que se ha llegado imponen que la estructura de los mezcladores ópticos esté plenamente implicada en el diseño óptico global del sistema. Igualmente es importante señalar que el alineamiento de todos los elementos ópticos debe ser de gran precisión, y que un error en éste puede ser muy perjudicial para el rendimiento del sistema.

Como alternativa muy interesante aparecen los mezcladores realizados con componentes en fibra óptica que, a nuestro juicio, aún presentan un precio demasiado alto para ser empleados en sistemas de bajo coste. Por ello no son estudiados ni considerados en detalle en el resto del trabajo.

5.6.1. Mezcladores en óptica no guiada.

El tipo básico de mezclador en óptica no guiada es el que aparece en la figura I.20. No obstante, es necesario acondicionar convenientemente el haz del oscilador local y la señal recibida.

Una modificación del anterior aparece en la figura I.21.a. La lente situada inmediatamente antes del fotodetector concentra en su foco la señal óptica procedente de la interferencia. Es útil en el caso de que los diámetros de alguna de las dos señales sean mayores que el del área activa del fotorreceptor y por lo tanto no se esté interceptando la potencia. No obstante este esquema impone una gran precisión en la situación relativa de la lente y el fotorreceptor, que debe estar a la distancia focal efectiva.

En las figuras I.28 y I.29 se presentan sendos ejemplos de sistemas ópticos que incorporan este tipo de mezclador. En los dos se aprecia la dificultad de hacer coincidir los caminos ópticos del oscilador local y la señal recibida, debido a la gran cantidad de elementos ópticos.

En la figura I.30 se presenta un sistema óptico (que es el que se empleará en el sistema coherente desarrollado en este trabajo) cuya principal característica es su sencillez. Este sistema es especialmente apropiado para trabajar con láseres de HeNe, en los que el espejo de salida del resonador es plano. Esto tiene dos consecuencias muy interesantes: la primera es que el haz de salida tiene su *cintura* justo en ese espejo de salida; la segunda es que puede ser empleado como espejo para la señal recibida.

Este sistema presenta la ventaja de que el oscilador local retropropagado coincide con la señal transmitida, con lo que el rendimiento del sistema es máximo. Evita, asimismo, problemas de desacoplo de polarización, ya que en todo momento la polarización de todas las señales implicadas es la misma, a excepción de la componente de polarización cruzada de la radiación dispersada por el blanco.

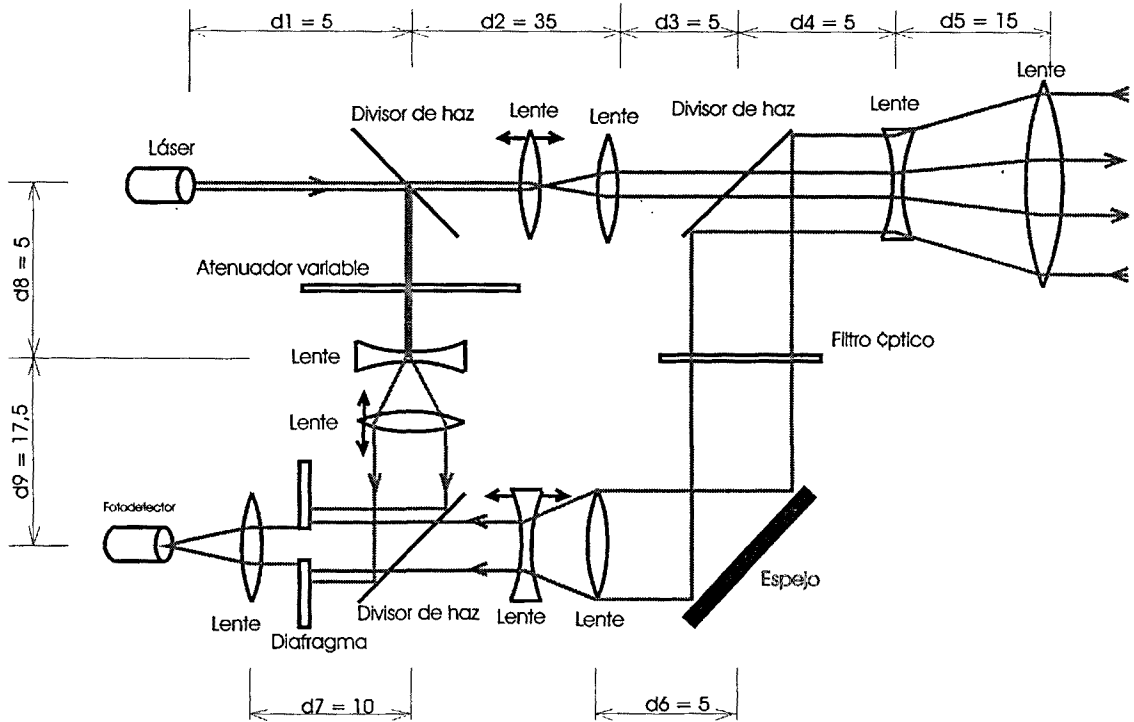


Figura I.28. Modelo I de mezclador óptico [Queija, 94].

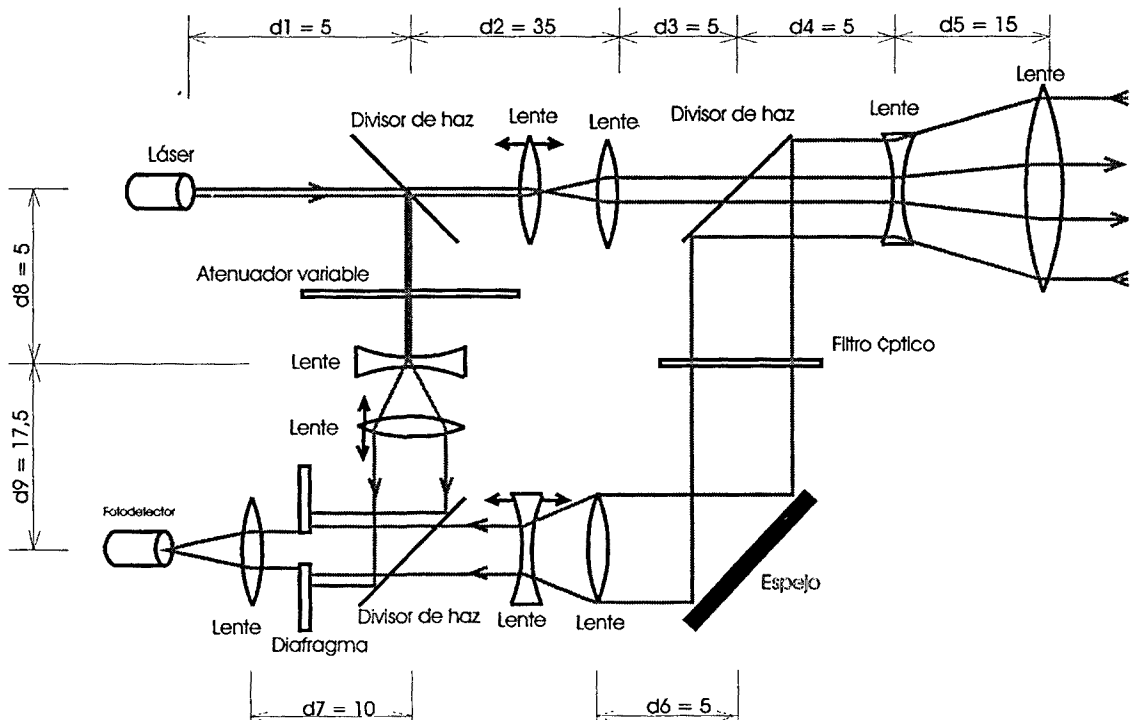


Figura I.29. Modelo II de mezclador óptico [Queija, 94].

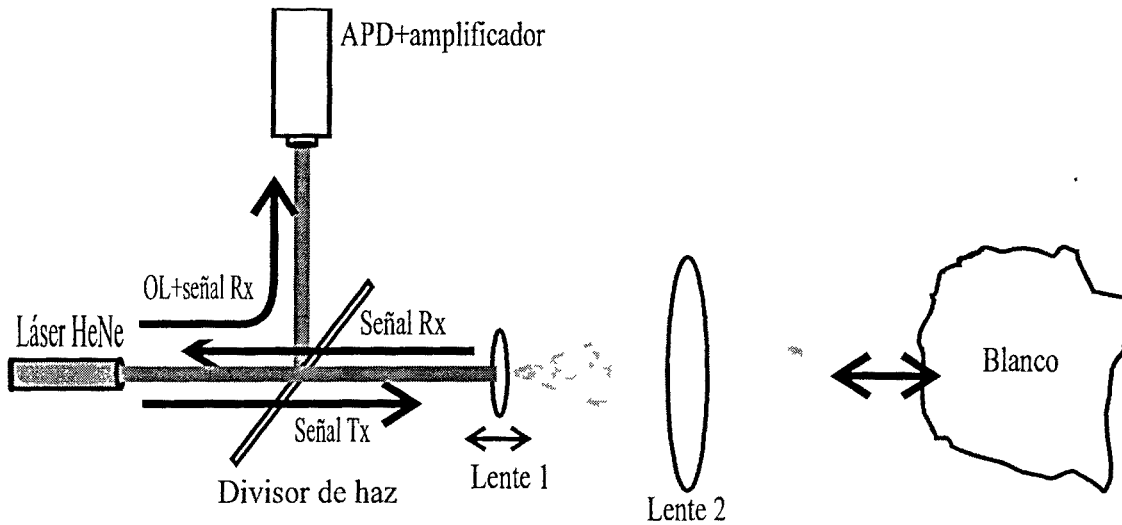


Figura I.30. Mezclador óptico que emplea como espejo la apertura del láser transmisor.

Como inconvenientes cabe citar que sólo es aplicable para sistemas de onda continua y baja potencia, y que no es posible cambiar arbitrariamente la relación de potencias entre el oscilador local y la señal recibida, fijada por la reflectividad del divisor de haz.

Modelos similares al propuesto han sido sugeridos previamente por Rudd ([Rudd, 68]) y Churnside ([Churnside, 84a]) en sendos artículos en los que, sin embargo, planteaban que el proceso de mezcla óptica se realice en el seno del oscilador láser. En el artículo de Rudd el sistema está basado en un láser de HeNe, mientras que en el de Churnside se trata de un láser de CO₂. La posibilidad de que la mezcla se produzca en el interior del láser de HeNe en nuestro sistema queda descartada para el caso de desplazamientos Doppler superiores a 1 MHz (correspondientes a velocidades inferiores a unos 30 cm/s), ya que el ancho de banda del interferómetro resultante no supera este valor ([Rudd, 68], [Potter, 69]). No obstante, para desplazamientos Doppler menores a 1 MHz, no se debe descartar a priori la aportación de este tipo de mezcla. No obstante, la presencia de una componente espectral de gran potencia a una distancia aproximada de 1 MHz de la portadora, debida al carácter conmutado de la fuente de alimentación del láser empleado (ver capítulo II.2), unida al ruido en 1/f del oscilador, enmascara cualquier tipo de componente producida por un desplazamiento Doppler de tan pequeña magnitud.

Churnside sugiere ([Churnside, 84a]) que, en su sistema con mezcla en el propio láser, no se debe descartar la mezcla óptica entre la haz producido por el láser y la porción de radiación dispersada por el blanco que ha sido recogida y que se haya reflejado en el espejo de salida del láser, tal y como propone nuestro sistema.

5.6.2. Mezcladores en fibra óptica.

Los dispositivos en fibra óptica ofrecen gran facilidad para conseguir alineamientos robustos y sencillos entre los diferentes elementos. En la figura I.31 se muestra el esquema de un mezclador realizado en fibra óptica, basado en el funcionamiento del de la figura I.30. Se emplea un acoplador direccional como elemento duplexor/combinador de haces.

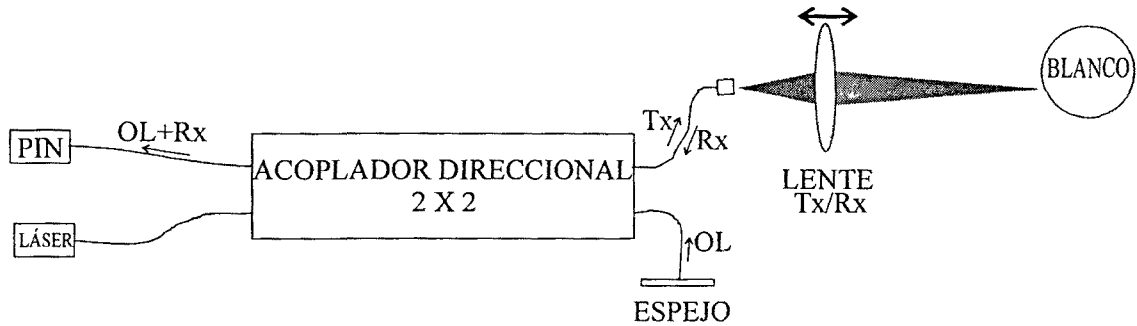


Figura I.31. Mezclador óptico en fibra.

La fuente de luz es un diodo láser de gran pureza espectral, normalmente del tipo DFB. Estos diodos habitualmente se presentan en un encapsulado que los acopla a un segmento de fibra monomodo preservadora de polarización. El oscilador local se obtiene a partir de una muestra del haz del láser que es reflejado por el espejo situado en el extremo de una de las fibras. Señal recibida y oscilador local se combinan en el acoplador direccional, construido en fibra monomodo preservadora de polarización.

El mayor inconveniente de estos mezcladores es su alto precio, ya que los dispositivos en fibra que emplea son muy caros. Igualmente, los diodos láser DFB aún tienen precios muy elevados y su potencia óptica es baja. No obstante, al tratarse de la tecnología empleada en comunicaciones por fibra óptica es de esperar que su precio disminuya en los próximos años.

Parte II:
Diseño y Construcción de un Sistema Lidar
Coherente de Onda Continua.

1. Presentación del Sistema.

Como ya se ha comentado en la introducción al presente trabajo, se pretenden desarrollar aplicaciones de lidar de baja potencia y bajo coste para medida de velocidad de blancos sólidos. Algunas de las aplicaciones posibles serán comentadas en la Parte IV. Generalmente, el alcance de estos sistemas no irá más allá de unos *10-15 m*, lo que implica que el procedimiento de medida debe estar adaptado a este alcance relativamente bajo.

El primer sistema descrito en el presente trabajo es un prototipo coherente de onda continua y recepción homodina. Este sistema tiene la ventaja de emplear el mismo láser como fuente de la señal transmitida y del oscilador local empleado en la mezcla óptica, tal y como se describía en el capítulo I.5.

El sistema es capaz de medir la componente radial de la velocidad a la que se desplaza una superficie rugosa sobre la que incide el haz transmitido. No se trata, por tanto, de una velocidad que implica variación en la distancia entre el blanco y el sistema lidar. Así, consideraremos que los blancos se desplazan a lo largo de una línea recta, que forma un cierto ángulo con el eje de medición del sistema. También consideraremos que la distancia a la que está el blanco será constante y conocida, con un cierto margen de error. El esquema de la figura II.1 permite definir la geometría del sistema.

El sistema mide la velocidad del móvil a partir de la de su superficie externa. Esta superficie presenta un espectro de rugosidades más o menos complejo. Las que sean del orden de la longitud de onda de trabajo producen una dispersión de tipo lambertiano de la luz incidente [Möller, 88].

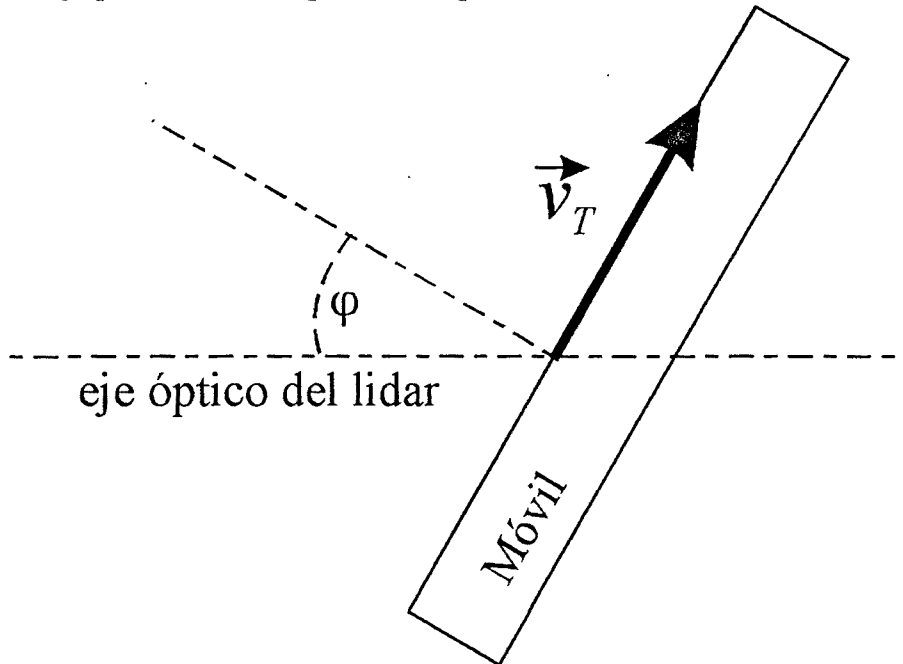


Figura II.1. Geometría del sistema de medida.

Como se aprecia en la figura II.1, se considerará que el vector velocidad superficial y el eje óptico del sistema lidar están incluidos en el plano horizontal.

Este esquema puede representar también la linealización de una superficie cilíndrica en rotación, como la que presenta uno de los blancos empleados en el laboratorio. Por lo tanto el sistema será capaz también de medir velocidades de rotación.

El alcance del sistema está determinado por la distancia del sistema a la línea de avance del móvil y por el ángulo que el eje de medida forma con ésta. En la figura se ha indicado no este ángulo sino su complementario, que es el que forma el eje de medida con la normal a la superficie externa del blanco. Así, si la distancia máxima perpendicular entre el lidar y la línea de desplazamiento del móvil es R_{\perp} , el alcance necesario del sistema, R_{max} estará dado por expresión:

$$R_{max} = R_{\perp} \sec \varphi \quad (\text{II.1})$$

La función *sec* tiende a $\pm\infty$ cuando φ se acerca a $\pm 90^{\circ}$, por lo que será interesante trabajar a ángulos de valor moderado, no superiores a unos 60° .

La velocidad que mide el sistema está, una vez más, marcada por la geometría del sistema. Así, para una velocidad de traslación v_T dada, será su componente según el eje de medición del

sistema, que de aquí en adelante llamaremos componente *radial* v_r , la que produzca el desplazamiento Doppler en la señal incidente. Esta componente está relacionada con la velocidad de traslación del móvil por el seno del ángulo φ :

$$v_r = v_T \text{ sen } \varphi \quad (\text{II.2})$$

El desplazamiento Doppler está marcado también por la longitud de onda de trabajo. En la figura II.2 puede verse un ábaco en el que se representa el desplazamiento Doppler para una velocidad de 1 km/h para diferentes longitudes de onda de trabajo y para diferentes valores del ángulo φ .

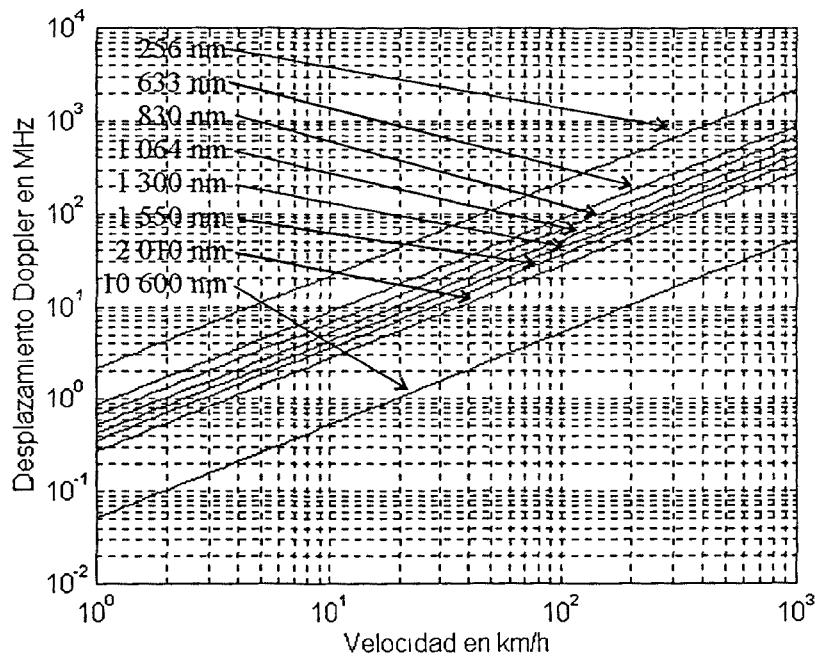


Figura II.2. Desplazamiento Doppler en MHz/(km/h) para longitudes de onda típicas.

La resolución en la medida de velocidad vendrá marcada por el ancho de banda del sistema. No obstante este parámetro no puede ser elegido arbitrariamente, ya que la señal procedente de la detección electroóptica tendrá un ancho de banda no despreciable. Como ya se desarrolló en el apartado I.5.5, el ancho espectral de la señal eléctrica detectada depende no sólo de la velocidad del móvil, sino también de la distancia a que se encuentre y del tipo de movimiento que presente (rotación o desplazamiento).

Las probabilidades de detección y de falsa alarma son magnitudes que tradicionalmente en radar están vinculadas entre sí. Habitualmente pueden estimarse para una varianza de ruido y un umbral de detección definidos. Asimismo, una vez definida un umbral de detección y la estadística de señal procedente del blanco puede estimarse la probabilidad de detección del mismo [Skolnik, 80].

Este esquema tradicional está para sistemas que trabajan en el dominio del tiempo, con una correspondencia directa tiempo-distancia. Sin embargo, nuestro sistema no ofrecerá resolución en tiempo-distancia, sino en frecuencia. Como se apreciará, es especialmente importante la reducción de las falsas alarmas ya que una de ellas a una frecuencia Doppler determinada implicará que, de existir un blanco a otra frecuencia, éste no sería detectado.

Ambas probabilidades deben ser medidas para un cierto intervalo de búsqueda de un blanco. Así, definiremos dos tipos de probabilidad de falsa alarma y detección. La primera definición es aquella en la que consideramos una única *exploración espectral* a fin de detectar la presencia de un móvil y medir su velocidad. La segunda es aquella en la que consideramos un intervalo arbitrario de tiempo (definido por el usuario del sistema) durante el cual realizamos repetidas exploraciones espectrales y mediciones de velocidad; se trata, por tanto, de probabilidades acumuladas de detección o falsa alarma. Estas últimas serán las más interesantes de cara a definir las prestaciones del sistema.

1.1 CONSIDERACIONES SOBRE SEGURIDAD.

Trabajando en frecuencias ópticas, se debe considerar la seguridad ocular como parámetro fundamental. En sistemas de onda continua, los requisitos de seguridad ocular son muy estrictos para el margen de longitudes de onda que van desde el ultravioleta hasta una longitud de onda de, aproximadamente, $1\ 400\ nm$ [Sliney, 80], que aparece en la figura II.3. Para una longitud de onda en el visible ($\lambda < 750\ nm$) y $1\ s$ de exposición, el máximo recomendable es una irradiancia de unos $15\ W/m^2$. Será necesario, en el análisis óptico del sistema, calcular en cada punto la irradiancia producida, ya que la clasificación de láseres (I, II, IIIa, IIIb, IV, etc.) sólo dan este dato para el haz de salida sin ser modificado por ningún tipo de óptica [Rupérez, 93].

Si bien sería recomendable trabajar a longitudes de onda superiores a, en las que los requisitos de potencia máxima aceptable están más relajados, surge el problema de la disponibilidad de fuentes láser. La mayor parte de las fuentes en esas longitudes de onda son diodos láseres cuya aplicación fundamental es la comunicación por fibra óptica, con potencias en torno al miliwatio. En torno a las $2\ \mu m$ emiten los láseres de Ho, de estado sólido (ver capítulo I.2); esta tecnología no está, sin embargo, aún lo suficientemente madura como para que el mercado ofrezca láseres de baja potencia y bajo precio.

Por otra parte, el carácter experimental del sistema y las estrictas consideraciones de coherencia transversal hacen recomendable el trabajo en longitudes de onda visibles, aunque sea sacrificando los aspectos de seguridad. Será necesario tomar precauciones adicionales para evitar daño ocular al usuario o a personas que se encuentren dentro del radio de acción del prototipo. No obstante, de cara a la construcción de sistemas comerciales, sería muy interesante el empleo de longitudes de onda consideradas *seguras*.

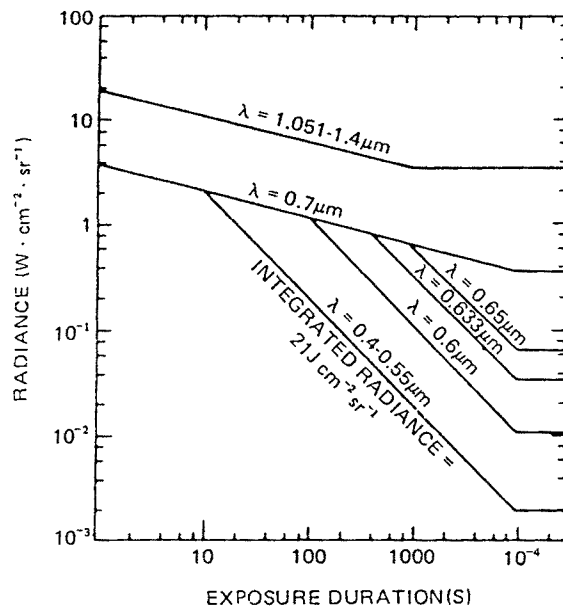


Figura II.3. Límites de exposición ocular en función del tiempo y longitud de onda. [Sliney, 80].

2. Selección de Componentes para el Sistema.

En este capítulo se detallan las características de los componentes elegidos para el sistema lidar coherente de onda continua. También se justifica la elección de todos ellos.

2.1. SELECCIÓN DEL TRANSMISOR.

En el capítulo I.5 se han comentado las características que debe tener la fuente láser empleada: potencia moderada (en el margen de 1 a 10 mW) y alto grado de coherencia espacial y temporal. En el capítulo II.1 se han comentado características adicionales: onda continua y longitud de onda visible.

Teniendo en cuenta estas características, se han seleccionado láseres de HeNe para el prototipo desarrollado. Sus características espectrales y de potencia y su bajo precio en comparación con otras fuentes láser con iguales o peores características los hacen el candidato más adecuado.

Un inconveniente que presentan es la necesidad de alimentarlos con tensiones elevadas. No obstante, dados su popularidad y bajo consumo, su alimentación está resuelta habitualmente por el propio fabricante con sencillos módulos que se conectan a la red o a tensiones de $10\text{-}14\text{ V}$.

Se ha trabajado en concreto con dos fuentes láser diferentes: uno de ellos de clase IIIa y otro de clase IIIb [Rupérez, 93], que son descritos a continuación.

Siemens LGK 7627

Este modelo aparece incluido en la serie LGK del catálogo [Siemens, 89/90]. Se trata de un módulo compacto, basado en el tubo LGR 7627, montado en una carcasa de aluminio tubular. Ésta alberga todo el cableado e interconexiones necesarias. También está incluido el cable de conexión a la fuente de alimentación compatible, que es la LGN 7460 [Siemens, 89/90].

Longitud de onda:	632,8 nm
Potencia de salida (min):	5 mW
Potencia típica de salida:	10 mW
Modo espacial:	TEM ₀₀
Diámetro del haz (@ 1/e² en intensidad):	0,8 mm
Divergencia (@ 1/e² en intensidad):	≤1,1 mrad (3,8')
Polarización:	aleatoria
Tensión de disparo:	≤8 kV
Margen de tensiones de funcionamiento:	2 400 V ± 150 V
Alimentación (LGN 7460):	220 V, 50 Hz
Consumo:	6,5 mA
Corriente umbral:	≤5 mA
Separación entre modos longitudinales:	438 MHz
Estabilidad en potencia (tras 20 min.):	±5%
Fracción de potencia 3 s. tras conexión:	≥70%
Peso:	650 g
Dimensiones externas:	
Diámetro:	45 mm
Longitud:	400 mm
Temperatura de funcionamiento:	-20 a +50 °C
Clasificación EN 60 825:	IIIb
Potencia máxima de salida:	15 mW

Tabla II.1. Características del láser SIEMENS LGK 7627
[Siemens, 89/90].

El tubo láser está sujeto en la carcasa de aluminio empleando adhesivos de alta resistencia a golpes y estabilidad a los cambios de temperatura. La concentricidad del haz está dentro de ±0,5 mm respecto de los puntos de anclaje. El orificio de salida puede ser bloqueado por un obturador mecánico. Las características proporcionadas por el fabricante del láser aparecen recogidas en la tabla II.1. En el laboratorio han sido comprobadas todas ellas. La potencia típica a la salida es de 10 mW.

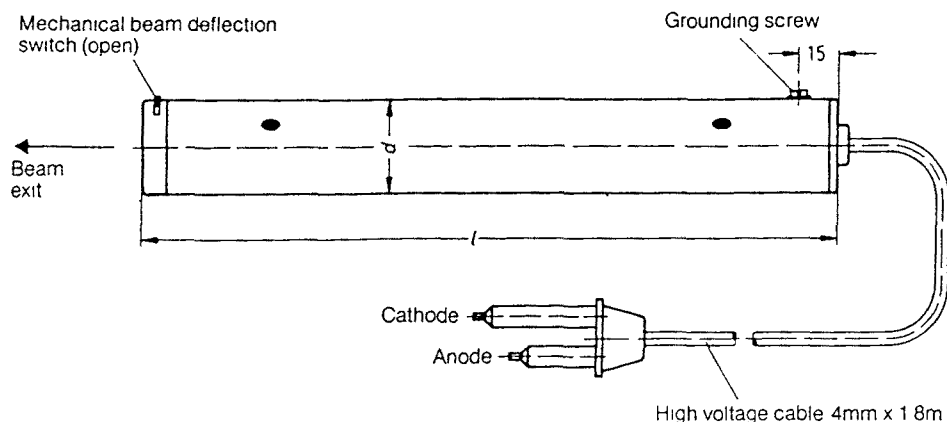


Figura II.4. Vista general de un láser de la serie LGK [Siemens, 89].

Un dato no aportado por el catálogo es la frecuencia de conmutación de la fuente de alimentación del láser. Este dato ha sido obtenido de manera indirecta, mediante la observación del espectro de la señal eléctrica detectada por el fotorreceptor empleado. Aparece un pico espectral de gran potencia a una frecuencia aproximada de 1 MHz que hemos atribuido a la fuente conmutada. Este hecho imposibilita la observación de desplazamientos Doppler inferiores a esta cantidad, ya que el espectro resultante se ve enmascarado por la presencia del pico descrito.

Longitud de onda:	<i>632,8 nm</i>
Potencia mínima:	<i>0,8 mW</i>
Potencia típica:	<i>1 mW</i>
Modo espacial:	TEM_{00}
Diámetro del haz (@$1/e^2$ en intensidad):	<i>0,48 mm</i>
Divergencia (@$1/e^2$ en intensidad):	<i>1,7 mrad (5,6')</i>
Relación de polarización:	<i>500:1</i>
Separación entre modos longitudinales:	<i>1040 MHz</i>
Fluctuaciones de amplitud:	
Ruido rms:	<i>1,0%</i>
Deriva máxima (8 horas):	<i>$\pm 2,5\%$</i>
Contribución max. mode sweeping:	<i>10%</i>
Tiempo máximo de calentamiento:	<i>10 min</i>
Estabilidad de apuntamiento del haz:	
Recién conectado (25 °C):	<i>$< 0,1\text{ mrad} (< 20'')$</i>
Tras 15 min de calentamiento:	<i>$< 0,01\text{ mrad} (< 2'')$</i>
Consumo:	<i>230 VAC, 50/60 Hz</i>
Peso:	<i>687,5 g</i>
Clasificación EN 60 825:	<i>IIIa</i>
Potencia máxima de salida:	<i>4 mW</i>

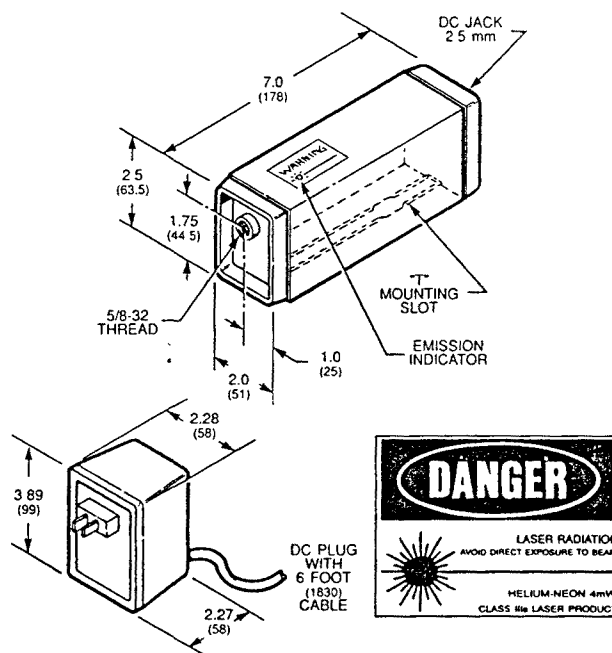
Tabla II 2 Características del láser Uniphase 1507P-0 [Uniphase 1500].

Uniphase 1507P-0

Este modelo aparece incluido en el catálogo [Uniphase, 85]. Se trata de un módulo compacto de reducidas dimensiones (ver figura II.5). Lleva incluida en la carcasa la fuente de alimentación conmutada y sólo es necesario proporcionarle una tensión continua estabilizada de 12 V, obtenida de un sencillo alimentador.

Es un modelo muy popular que, bajo diferentes referencias, comercializan también ORIEL y Melles-Griot.

En la tabla II.2. aparecen las características proporcionadas por el fabricante, que han sido comprobadas en el laboratorio. Cabe destacar que está polarizado linealmente. La potencia típica de funcionamiento es de 1 mW.



Dimensions in inches (mm).

Figura II.5. Aspecto general del láser Uniphase mod. 1507P-0 [Uniphase, 85].

2.2. SELECCIÓN DEL FOTODETECTOR Y DEL MÓDULO PREAMPLIFICADOR.

La selección del fotodetector y del módulo preamplificador de transimpedancia debe hacerse conjuntamente, a fin de maximizar la relación señal a ruido del receptor.

Como premisa, se descarta el empleo de Tubos Fotomultiplicadores (PMTs) y dispositivos derivados como las *MicroChannel Plates* (MCP) debido a su elevado coste y a su reducido margen dinámico, y se opta por trabajar con fotodiodos.

En el capítulo I.3 ya se habían comentado las diferentes fuentes de ruido presentes en el sistema. En un sistema coherente se pueden considerar relevantes solamente el ruido cuántico procedente de la detección electroóptica y el ruido térmico del amplificador de transimpedancia. El valor cuadrático medio de corriente de ruido deberá permanecer por debajo del de señal para todo el margen de distancias al blanco útiles en el sistema.

Un buen criterio es imponer que la corriente de ruido cuántico esté por encima de la de ruido térmico del amplificador de transimpedancia, comparadas ambas a la entrada a la etapa amplificadora. En el capítulo I.3 se indicaba que, si en un sistema coherente es posible disponer de un oscilador local suficientemente potente, la relación señal ruido óptima se alcanza con fotodiodos PIN, debido a la ausencia del llamado ruido en exceso de avalancha.

No obstante, en sistemas en los que la potencia de oscilador local sea pequeña, es mejor emplear fotodiodos de avalancha, que garantizan que tanto el ruido cuántico como la señal superan al ruido térmico del oscilador local.

De acuerdo con la expresión (I.20), podemos apreciar cómo la corriente de ruido de un amplificador de transimpedancia disminuye con el valor de la resistencia de realimentación R_f , hasta alcanzar un valor mínimo marcado por la corriente del generador de corriente de ruido asociado al amplificador operacional. Es precisamente R_f la que determina el valor de transimpedancia de la estructura. No obstante no es posible aumentar indefinidamente el valor de R_f por varias razones. La primera es el ancho de banda del circuito. La segunda es la posibilidad de oscilaciones. Así, en las especificaciones del integrado amplificador operacional CLC 425 de Comlinear/National Semiconductor [Comlinear, 93], que se incluyen en el apéndice A.2. se plantea la conveniencia de no superar una ganancia de transimpedancia de $1\text{ k}\Omega$, para la que el circuito correspondiente presenta un ancho de banda de 100 MHz .

Por esta razón, para una potencia disponible de oscilador local pequeña puede ser muy interesante contar con una cierta ganancia en el fotodiodo a fin de elevar el nivel de señal por encima del ruido térmico del amplificador.

No obstante, la ganancia del fotodiodo no debe ser demasiado alta, ya que podría elevar el nivel de corriente continua, debida al primer sumando en la ecuación (I.62), hasta niveles que puedan destruir el fotodiodo por la excesiva disipación de potencia.

El primer candidato a fotodiodo es el modelo RCA/EG&G C30902E, cuyas especificaciones pueden encontrarse en el apéndice A.1. Sus características más sobresalientes son una eficiencia cuántica del 60% para una longitud de onda de 633 nm y un valor nominal de ganancia de avalancha de 150, para una tensión de polarización entre 220 y 235 V. Todo ello implica una responsividad sin avalancha de $\rho_{PIN} = 0,4 A/W$ y de $\rho_{APD} = 60 A/W$ incluyendo avalancha. El tiempo de respuesta típico es de 0,5 ns que implica un ancho de banda superior a 1,5 GHz. Su área activa eficaz es de 0,2 mm². La expresión del factor de ruido de avalancha F en función de la ganancia M es la siguiente [RCA-C30902E]:

$$F = 0,98 \left(2 - \frac{1}{M} \right) + 0,02 M \quad (II.3)$$

En el apartado II.4.3 se desarrolla el cálculo de la potencia del oscilador local empleado en el sistema. Este valor oscila entre 0,1 mW y 0,32 mW, debido al giro en la polarización del láser SIEMENS. Para el valor máximo las correspondientes corrientes a través del fotodiodo son:

$$\begin{aligned} I_{DC,PIN} &= 0,1024 \text{ mA} \\ I_{DC,APD} &= 15,3 \text{ mA} \end{aligned}$$

La primera cifra está bastante por debajo del límite máximo tolerado en el fotodiodo (1 mA), pero la segunda está muy por encima de éste.

La figura 4 de las especificaciones citadas (ver apéndice A.1) presenta la responsividad del fotodiodo frente a la tensión de polarización. Se aprecia que existe un valor umbral, en torno a 145 V (en el laboratorio se ha comprobado que ésta es de sólo 125 V) a partir del cual el efecto de avalancha crece. Según la figura citada la responsividad para este valor umbral es, a una temperatura ambiente de 20 °C, de unos 9 A/W para una longitud de onda de 830 nm. Teniendo en cuenta la diferente eficiencia cuántica a 633 nm, la responsividad calculada es de unos 7 A/W, para la que la corriente a través del fotodiodo es de oscila entre 0,7 y 2,24 mA (para los valores mínimo y máximo de potencia de oscilador local, respectivamente) más cercanos a los márgenes aceptables de funcionamiento.

Resulta asimismo interesante trabajar con cierto valor de avalancha a fin de que el nivel de ruido térmico no quede por encima del de ruido cuántico y oculte la señal. Asimismo, al mantener una cierta tensión de polarización, se consigue que el ancho de banda del dispositivo no baje, como se indica en la figura 5 de las especificaciones.

De acuerdo con lo anteriormente planteado, se ha escogido un módulo APD-amplificador modelo 713-4 de la casa *Analog Modules*, cuyas principales características son las que aparecen en la tabla II.3. En la figura II.6 se ha representado el ruido térmico a la salida de la etapa de transimpedancia y el nivel de ruido cuántico para diferentes valores de ganancia de avalancha.

Para la polarización del fotodiodo se ha empleado una fuente de alta tensión de Stanford Research modelo PS350, que proporciona tensiones continuas de hasta 5 000 V y potencias de hasta 25 W, que nos permite realizar pruebas para diferentes puntos de trabajo. No obstante, esta fuente será sustituida por el modelo 522-3 de Analog Modules, que proporciona tensiones entre 20 y 250 V y una potencia de salida de 350 mW.

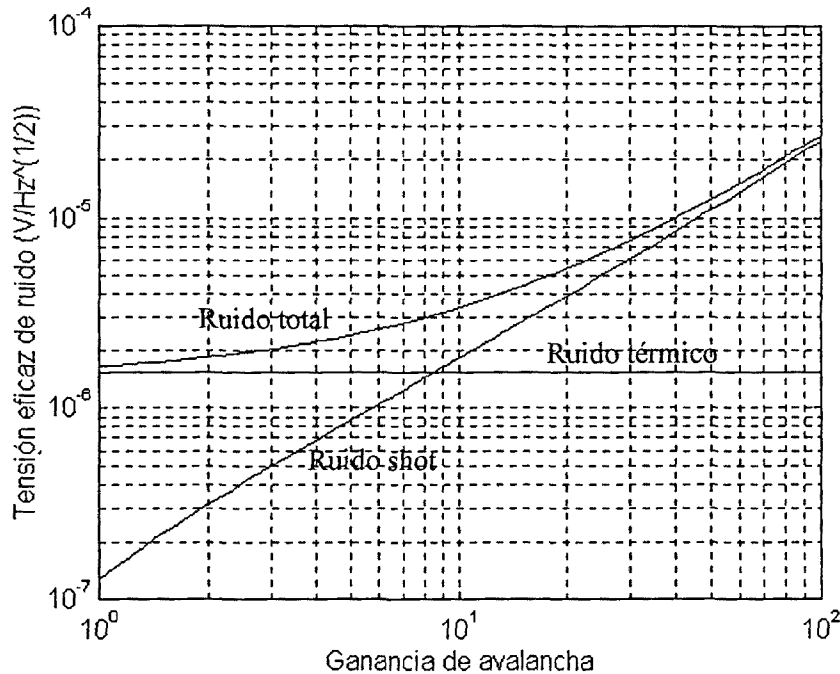


Figura II.6. Tensión eficaz de ruido térmico y ruido cuántico para diferentes valores de ganancia de avalancha en el módulo 713-4.

Fotodiodo:	C30902E
Ancho de banda de trabajo:	200 Hz a 300 MHz
Ganancia de transimpedancia:	20 kΩ
Impedancia de salida:	50 Ω
Swing a la salida:	-1,2 a + 2 V
Ruido:	
NEP:	0,1 pW/√Hz
Ruido térmico:	7,7 pA/√Hz
Tensión de alimentación:	15 V

Tabla II.3. Características del modelo 713-4 de Analog Modules [Analog, 94].

3. Blancos de Laboratorio.

Es imposible tener en un laboratorio blancos con velocidades de traslación que superen los *100 km/h*. Por ello se han construido un par de blancos que simulan este movimiento con el de una superficie rugosa que sí se desplaza a esa velocidad.

3.1. BLANCO ROTATORIO.

Un blanco rotatorio aporta como ventaja una gran estabilidad que permite alcanzar altas velocidades sin experimentar vibraciones que pongan en peligro el experimento.

El blanco rotatorio que ha sido empleado en el presente trabajo aparece descrito en la figura II.7. Es básicamente un disco de PVC de *1 cm* de grosor y *50 cm* de diámetro al que se ha adherido una plancha de aluminio de *8 cm* de anchura con el fin de aumentar su superficie cilíndrica útil. Esta superficie de aluminio puede ser a su vez recubierta de papel o bien con pinturas. El conjunto es movido por la acción de un motor de continua de la casa DOGA modelo 168.4107.20.04, cuya velocidad es regulable mediante la tensión de alimentación y cuyas características aparecen en la tabla II.4. La estructura de soporte está también construida en PVC. En la figura II.8 puede verse una imagen del mismo.

En la figura II.9 se aprecia el principio de funcionamiento. El radio correspondiente al punto de incidencia del haz láser sobre la superficie cilíndrica forma un ángulo φ con la dirección del mismo. La componente de la velocidad lineal de la superficie del blanco sobre la dirección de propagación del haz se calcula con la siguiente expresión:

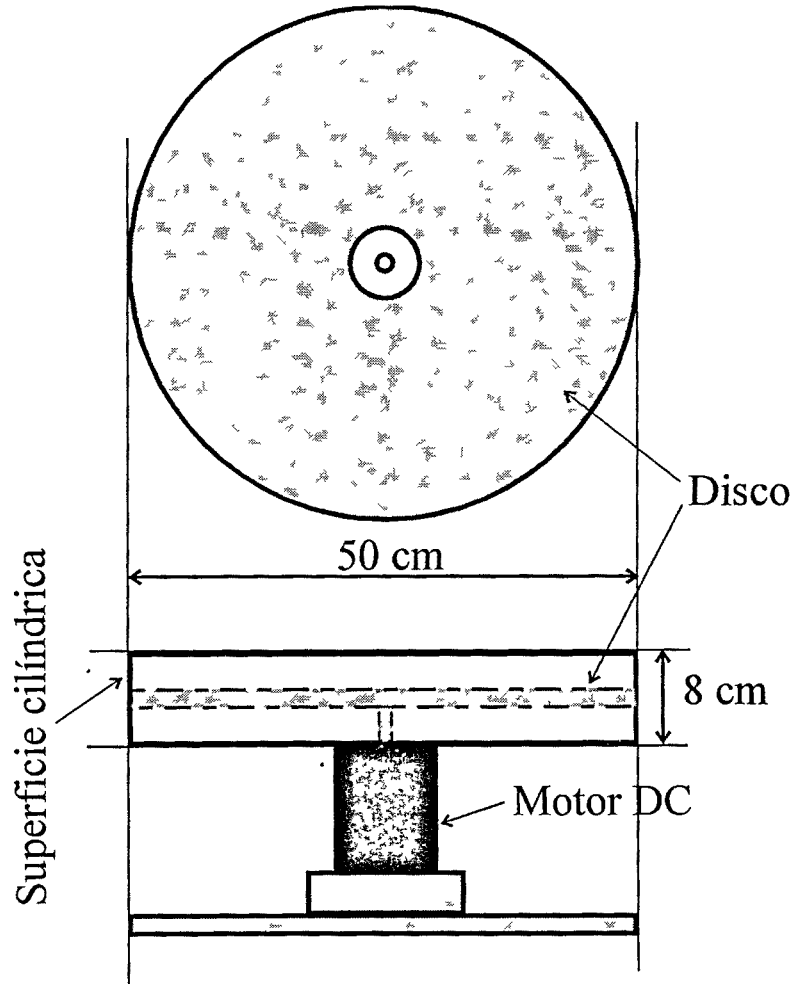


Figura II.7. Planta y perfil del blanco rotatorio.

Tensión de alimentación:	0 a 12 V (DC)
Potencia máxima:	150 W
Par de arranque máximo:	3 N·m
Par de régimen máximo:	0,5 N·m
Velocidad máxima:	2 000 rpm

Tabla II 4 Características del motor DOGA mod 168 4107 20 04.

$$v_r = v_l \operatorname{sen} \varphi \quad (\text{II.4})$$

Esta componente será positiva si el giro de la rueda tiene el sentido contrario de las agujas del reloj, si φ es positivo según la definición de la figura II.9, y negativo en caso contrario. En el capítulo II.5 se han descrito las diferentes componentes de la indeterminación en velocidad debidas tanto al tamaño del haz sobre el blanco como a su movimiento giratorio.

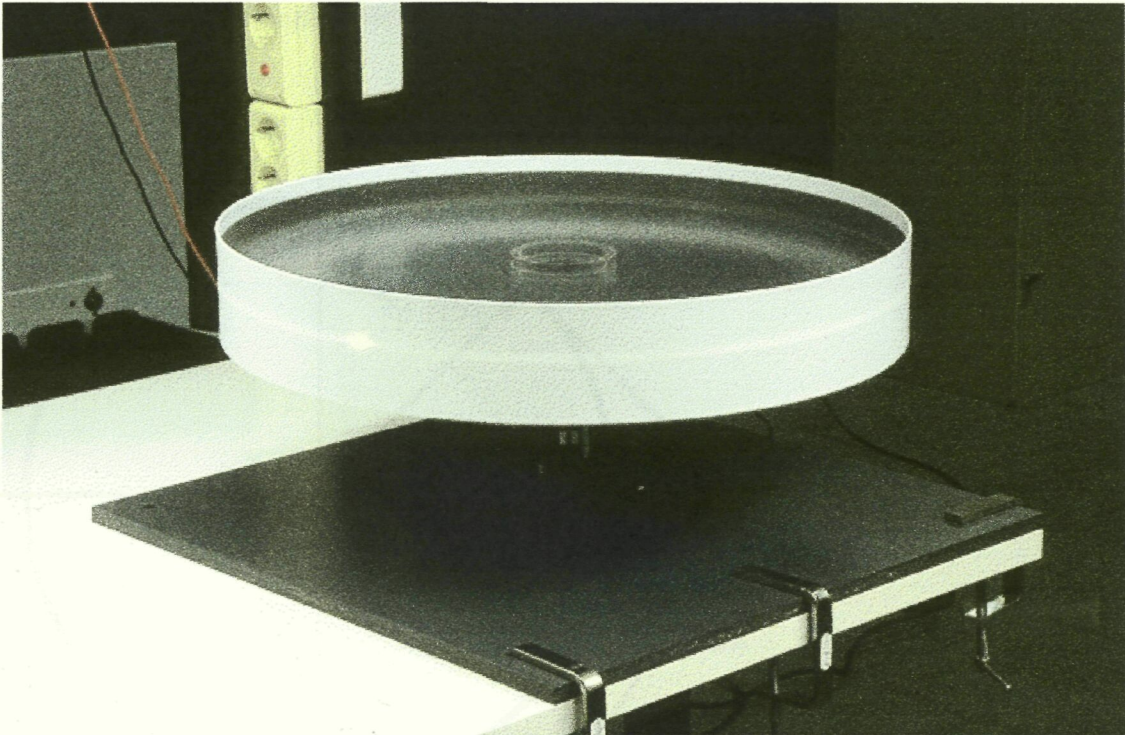


Figura II.8. Blanco rotatorio.

En el laboratorio se ha conseguido hacer girar el blanco a su velocidad máxima, $2\,000\text{ rpm}$, lo que supone una velocidad lineal máxima en su periferia de $52,4\text{ m/s}$, o bien, $188,5\text{ km/h}$.

Por ello, este blanco será el empleado habitualmente para estudiar el comportamiento del sistema tanto a pequeñas como a grandes velocidades. Sus principales ventajas son su estabilidad y el hecho de estar recubierto de papel, que proporciona un valor muy alto de dispersión y, por lo tanto, el lidar recibe gran cantidadde potencia.

Consideraremos que la distribución angular del coeficiente de retrodispersión σ^0 [López, 95] del papel sigue la llamada *Ley óptica de Lambert* [Möller, 88], que no depende de la polarización del haz incidente o de la luz dispersada que consideremos:

$$\sigma^0(\theta) \approx \rho \cos^2\theta \quad (\text{II.5})$$

donde θ es el ángulo que forma la dirección de incidencia, y por tanto también de observación, con la normal a la superficie. El valor del parámetro ρ puede ser fácilmente obtenido a partir de medidas. En medidas realizadas en el laboratorio ([López, 95], [González, 95]) ha sido calculada la reflectividad del papel empleado. Se ha obtenido un valor para el parámetro $\rho_{papel} = 0,775$.

El principal inconveniente del blanco rotatorio es el ensanchamiento espectral que la forma cilíndrica de la superficie produce en la señal medida, según el efecto descrito en el apartado I.5.5.3. Este efecto, obviamente, no se produciría en blancos reales con movimiento rectilíneo.

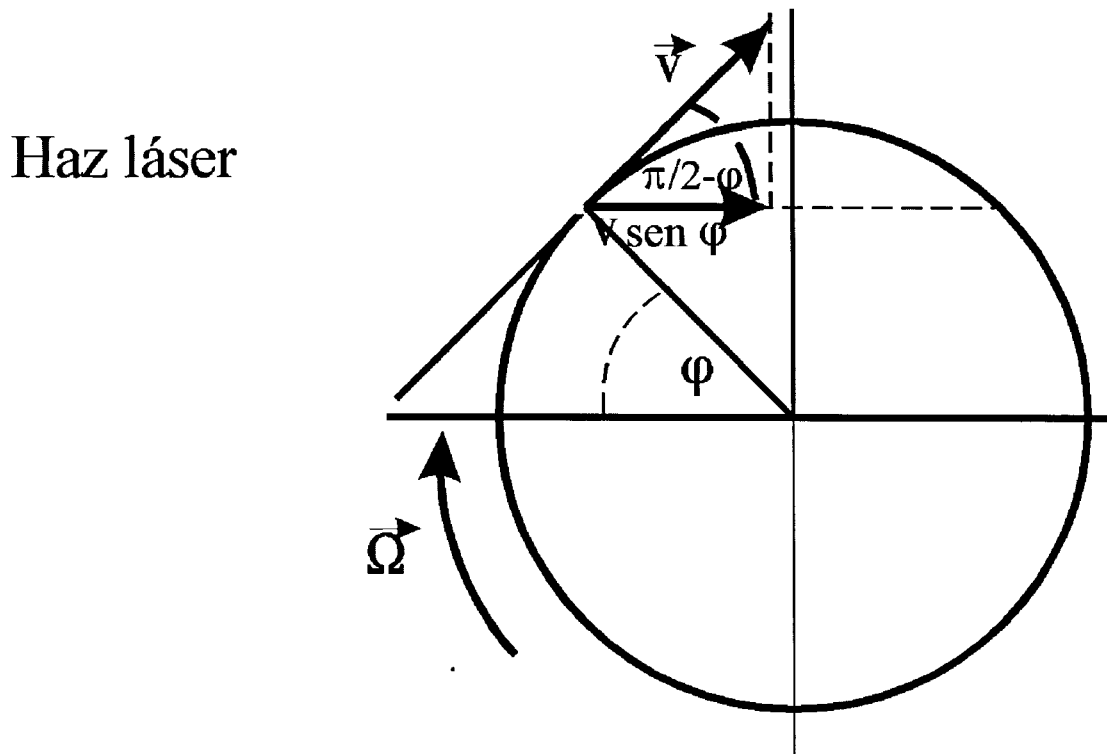


Figura II.9. Principio de funcionamiento del blanco rotatorio.

3.2. BLANCO LINEAL.

Para evitar la componente de incertidumbre adicional debida al blanco rotatorio, se ha construido un blanco lineal cuya estructura puede verse en la figura II.10.

Está formado por dos poleas realizadas en PVC, de 6 cm de grosor y 12 cm de diámetro, separadas entre sí unos 31 cm y unidas por una correa. Una de ellas es movida por un motor DOGA modelo 168.4105.20.04, cuyas especificaciones están en la tabla II.5. El soporte de la otra tiene un mecanismo que permite regular la tensión.

El movimiento de la correa es el que será medido. Ésta tiene 5 cm de anchura y 1 m de desarrollo. Si la medida de velocidad se realiza en su parte recta, se tratará de un movimiento lineal.

Hemos considerado que la distribución angular del coeficiente de retrodispersión del material de la correa sigue la ley de Lambert [Möller, 88]. A partir de las medidas realizadas en el laboratorio se ha obtenido un valor del parámetro $\rho_{correa} = 0,23$. En la figura II.11. puede verse una imagen del blanco de laboratorio.

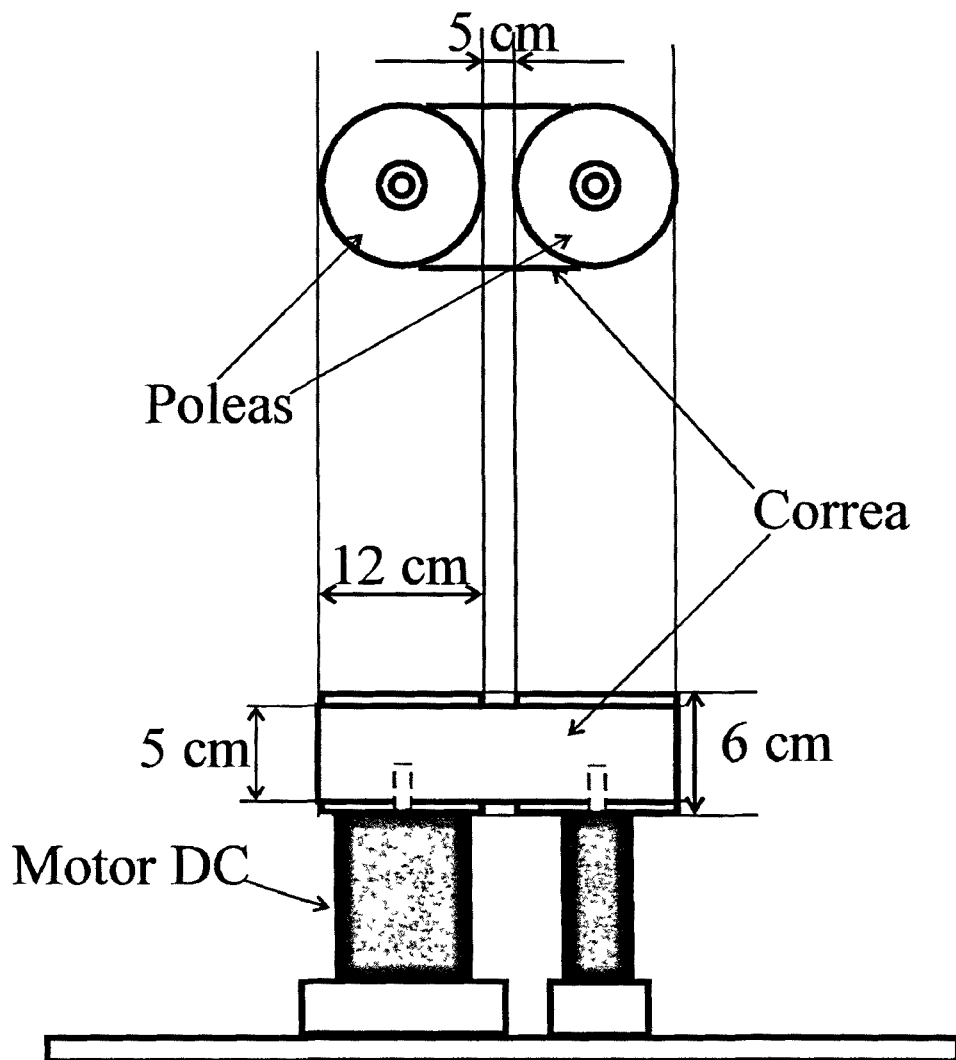


Figura II.10. Planta y perfil del blanco lineal.

Tensión de alimentación:	0 a 12 V (DC)
Potencia máxima:	100 W
Par de arranque máximo:	3 N·m
Par de régimen máximo:	0,5 N·m
Velocidad máxima:	1 900 rpm

Tabla II.5. Características del motor DOGA mod.
168.4105.20.04

El principio de funcionamiento puede verse en la figura II.12. El haz láser incidente forma un ángulo φ con la perpendicular a la dirección del movimiento. La componente de la velocidad de la correa sobre la dirección de propagación del haz responde también a la expresión:

$$v_r = v_l \text{ sen } \varphi \quad (\text{II.6})$$

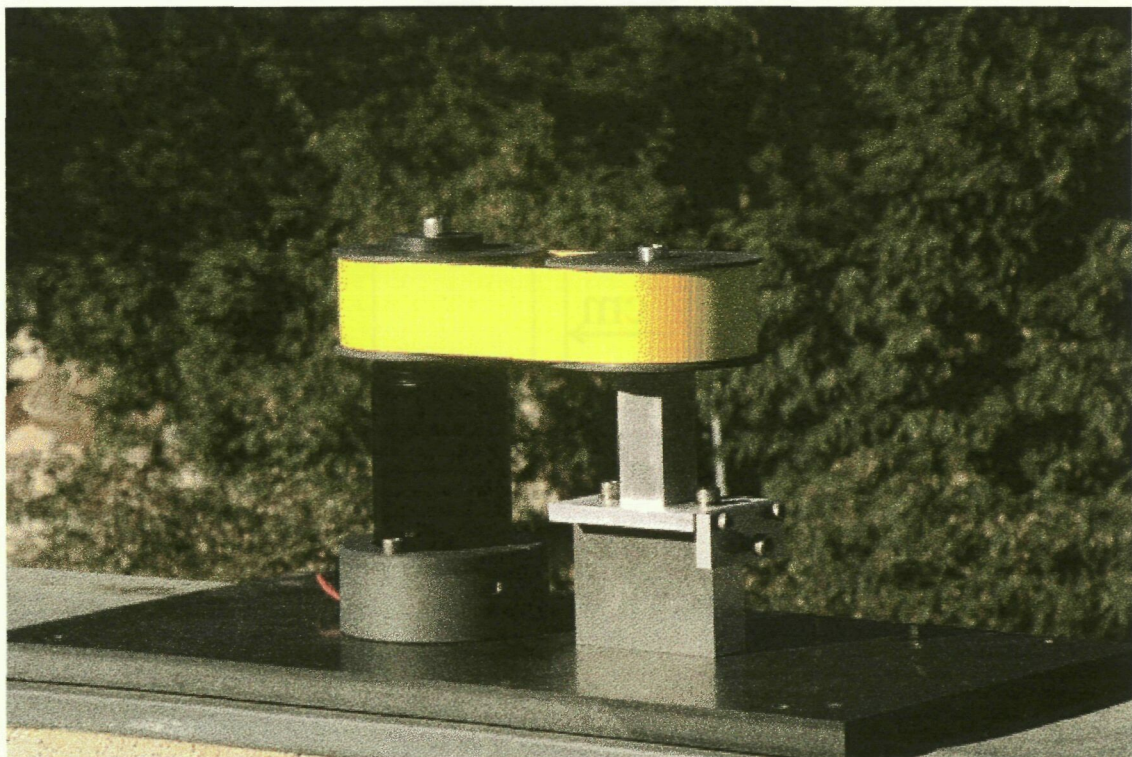


Figura II.11. Blanco lineal.

Esta componente será positiva si la correa se desplaza en el sentido indicado en la figura II.12 y el ángulo φ es positivo según la definición de la figura. En el laboratorio se ha conseguido hacer girar el blanco a su velocidad máxima, 1 900 rpm, lo que supone una velocidad lineal máxima de la correa de 11,94 m/s, o bien, 43 km/h.

Este blanco es adecuado para eliminar el ensanchamiento espectral de la señal Doppler a distancias largas. Las oscilaciones que se producen en la correa permiten simular las que ocurrirían debido a pequeñas variaciones en la forma del móvil real, o bien a las que ocurrirían en un cable enrollando o desenrollándose (ver las aplicaciones en el apartado IV.2.2.).

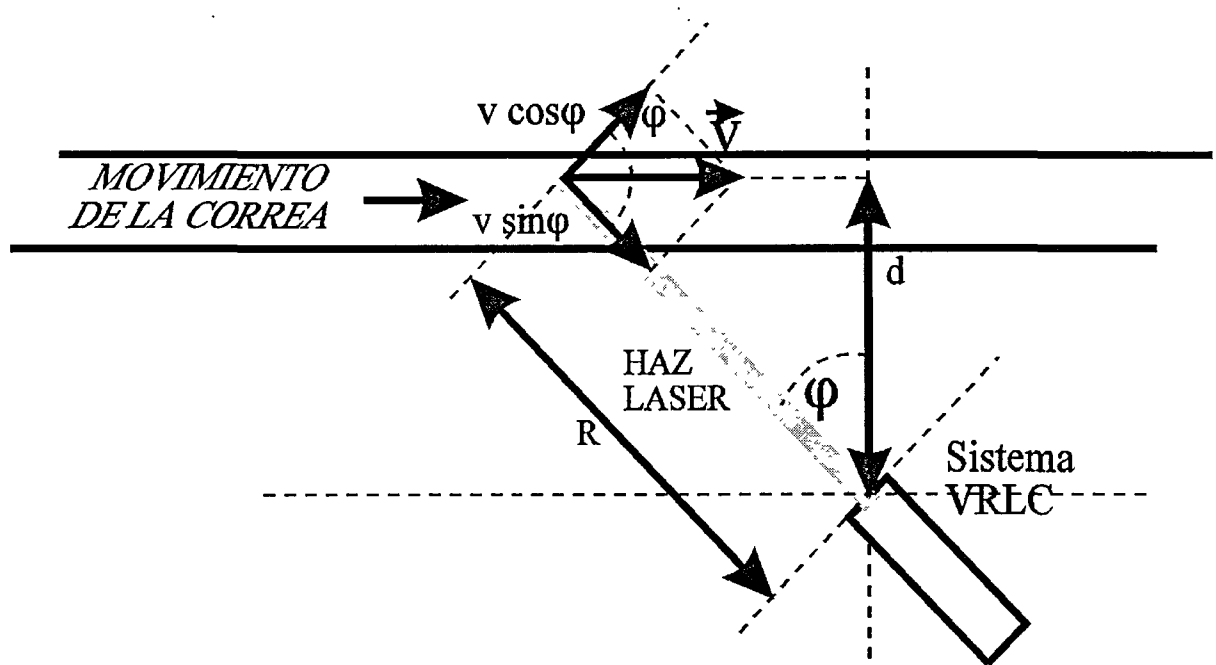


Figura II.12. Principio de funcionamiento del blanco lineal.

4. Prototipo de Laboratorio.

En este capítulo se describe el prototipo de sistema lidar coherente de baja potencia sometido a estudio en el presente trabajo y cuyas medidas preliminares han sido comunicadas en la referencia [Rodríguez, 97a]. Las descripciones completas de algunos prototipos previos pueden encontrarse en las referencias que se indican a continuación: [Montesino, 94], [Queija, 94], [González, 95]. Los resultados han sido comunicados a diferentes congresos: [Rodríguez, 95b], [Rodríguez, 95c] y [Rodríguez, 95d] y publicados en las siguientes revistas: [Sáiz, 94], [Rodríguez, 95a].

En este capítulo describiremos los aspectos ópticos y de fotodetección del prototipo.

4.1. DESCRIPCIÓN.

En la figura II.13 puede apreciarse el esquema general del sistema. El haz del láser se introduce en el sistema óptico de transmisión-recepción. A su salida se obtiene la suma del oscilador local y la señal recibida, que es detectada en el fotodiodo, según el proceso descrito en el capítulo I.5. La señal eléctrica es amplificada y filtrada y puede observarse en el analizador de espectros.

También se ha desarrollado un subsistema buscador de portadora y de adquisición de medidas que será descrito en el capítulo II.5

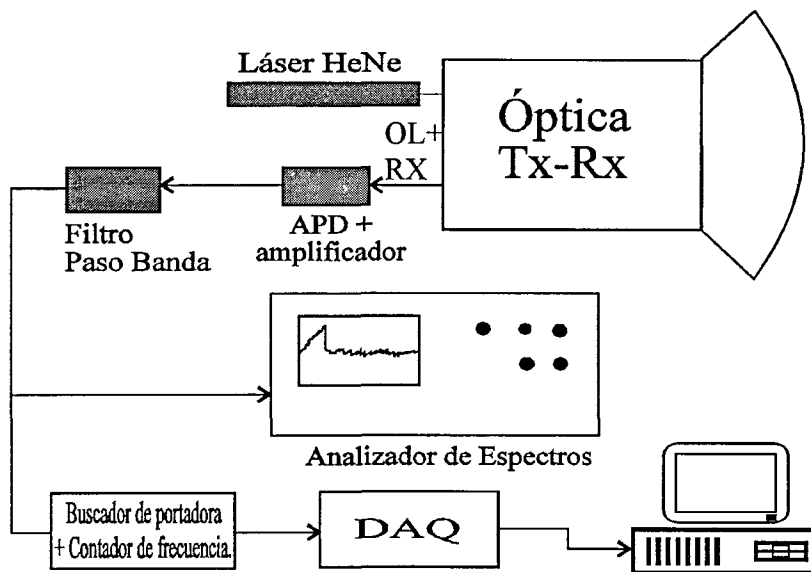


Figura II.13. Esquema funcional del sistema coherente

El “corazón” del sistema es su subsistema óptico, que puede verse en la figura II.14. El haz procedente del láser es expandido en la lente 1, de distancia focal $F_1 = 1\text{ cm}$ y, mediante la lente 2, de distancia focal $F_2 = 15\text{ cm}$, es enfocado sobre el blanco. En este proceso se consigue que el haz tenga a su paso por la lente 2 un diámetro del orden de F_2 / F_1 veces el inicial. Las diferentes distancias reseñadas en el gráfico son:

- d_1 : distancia de la apertura del láser a la lente 1. Es variable.
- d_2 : distancia entre las dos lentes. Es variable.
- d_3 : distancia de la lente 2 al blanco. Es variable.
- K : distancia de la apertura de láser a la lente 2. Es una constante del sistema.

Hay una distancia adicional que no es imprescindible determinar que es la que separa la apertura del láser, pasando por el divisor de haz, y el fotodiodo. No obstante, es conveniente que esta distancia sea menor que la distancia de Rayleigh z_0 correspondiente al haz del láser [Yariv, 89].

La luz dispersada por el blanco en el ángulo sólido que define el haz enfocado sobre el mismo, es recogida por el receptor y, siguiendo el camino inverso, es colimada y dirigida hacia la apertura del láser. El espejo de salida de éste (en un láser de HeNe se trata de un espejo plano [Yariv, 89]) refleja esta luz de nuevo hacia el blanco.

El divisor de haz situado entre el láser y la primera lente cumple un función doble:

- a) Desvía parte de la luz producida por el láser y la dirige hacia el fotodiodo para que actúe como oscilador local;

b) Desvía parte de la luz dispersada por el blanco, recogida por el sistema óptico y reflejada por el espejo de salida del láser, hacia el fotodetector.

De esta manera se consigue realizar la interferencia entre el oscilador local y la señal recibida por el sistema de manera sencilla y autoapuntada. Según se comentó en el capítulo I.5, el procedimiento para evaluar el campo de visión de un receptor coherente es el cálculo del llamado “Oscilador Local Retropropagado” (BPLO, *BackPropagating Local Oscillator*). Intuitivamente puede apreciarse que el BPLO coincide con el haz transmitido, por lo que el rendimiento de la mezcla será muy alto [Siegman, 66].

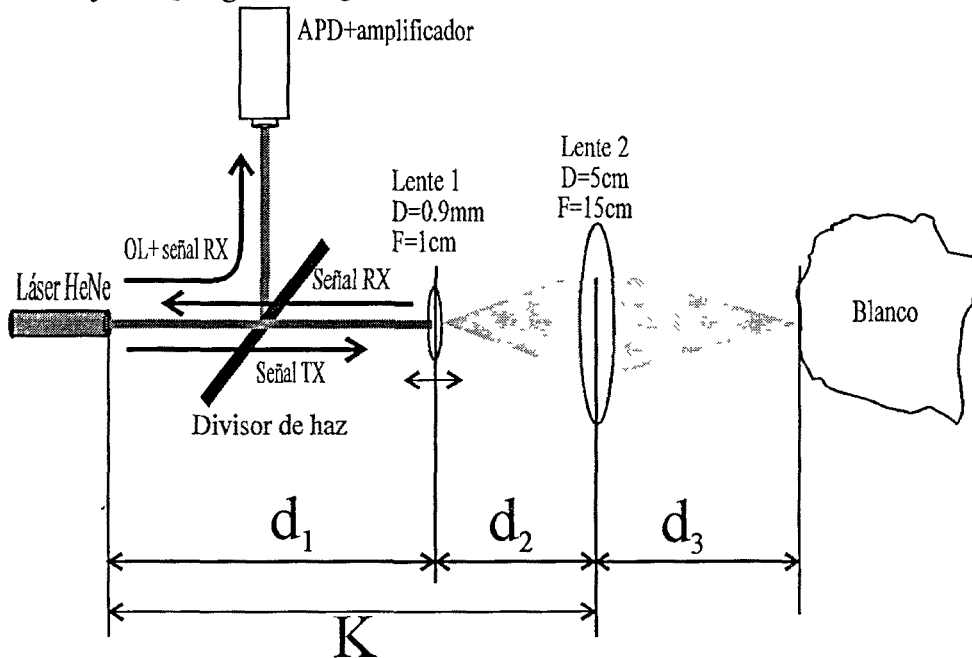


Figura II.14. Subsistema óptico transmisor-receptor-mezclador.

4.2. ANÁLISIS ÓPTICO.

En este apartado se analizarán, siguiendo el formalismo de haces gaussianos [Yariv, 89], el haz transmitido y el oscilador local retropropagado, BPLO. Posteriormente se evaluará el rendimiento de la mezcla a partir de la comparación entre los dos.

4.2.1. Haz transmitido.

Dividiremos el haz transmitido en tres zonas: la que va desde la apertura del láser hasta la primera lente, de longitud d_1 ; el interior del telescopio formado por las lentes 1 y 2 separadas por una distancia d_2 ; y la que hay entre la salida de éste y el blanco, separados por una distancia d_3 . Esta división puede verse en la figura II.15.

Parte II. Desarrollo de un Lidar Coherente

Se considerará que el haz transmitido por el láser tiene su cintura (*waist*) en la posición del espejo de salida de éste. En este punto el haz gaussiano se puede caracterizar por su parámetro $q_1(0)$ igual a:

$$q_1(0) = jz_0 \quad (\text{II.7})$$

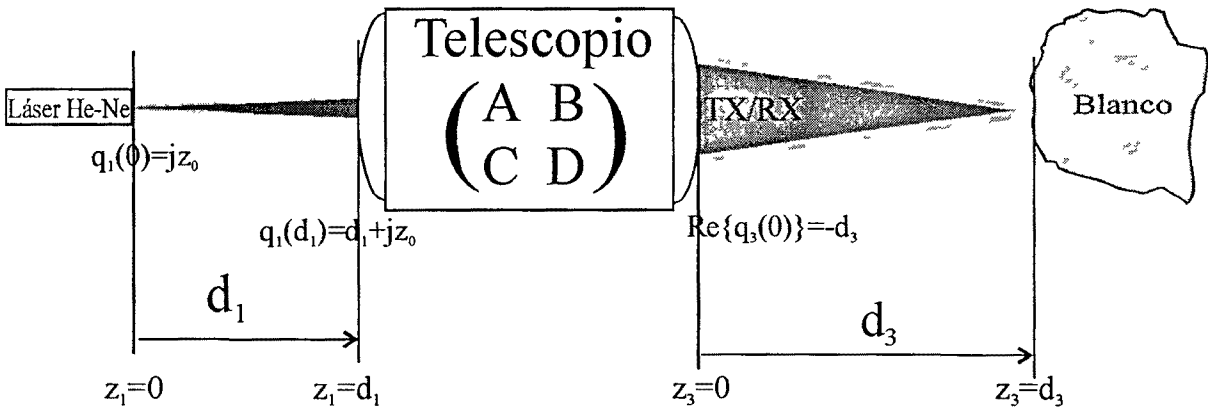


Figura II.15. Modelo óptico de haces gaussianos.

donde z_0 es la distancia de Rayleigh, que está relacionada con el radio a $1/e^2$ en intensidad del haz en su cintura, w_0 , y con la longitud de onda, λ , por la expresión [Yariv, 89]:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{II.8})$$

A la entrada al sistema óptico formado por las dos lentes el parámetro $q_1(d_1)$ toma el valor:

$$q_1(d_1) = d_1 + jz_0 \quad (\text{II.9})$$

El telescopio está formado por dos lentes gruesas separadas una distancia d_2 . Se puede modelar por una matriz ABCD cuya expresión es la siguiente:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.10})$$

donde

$$\begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad \text{con } i = 1,2 \quad (\text{II.11})$$

son las matrices de rayos que describen el comportamiento de las lentes gruesas 1 y 2. Se trata de dos lentes simétricas positivas, cuyos parámetros ABCD_i se calculan a partir de sus dimensiones físicas:

$$\begin{aligned} A_i &= 1 - t_c \frac{n-1}{n R} \\ B_i &= \frac{t_c}{n} \\ C_i &= \frac{1-n}{R} + \frac{1-n}{n R} \left(t_c \frac{1-n}{R} + n \right) \\ D_i &= 1 - t_c \frac{n-1}{n R} \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

donde n : índice de refracción del material de la lente.
 R : radio de curvatura de las superficies esféricas de la lente.
 t_c : grosor de la lente.

El radio de curvatura de las superficies esféricas de la lente no es un dato que aparezca habitualmente en los catálogos, pero puede ser calculado de forma sencilla. Para una lente simétrica:

$$R = \frac{\phi^2}{4 (d - t_e)} + \frac{d - t_e}{4} \quad (\text{II.13})$$

donde t_e : grosor en el “borde” de la lente.
 ϕ : diámetro de la lente.

Los parámetros físicos de la lente (t_c , t_e , ϕ) aparecen en la figura II.16.

El valor de los elementos de la matriz ABCD del sistema formado por las dos lentes es el siguiente:

$$\begin{aligned}
 A &= A_2 (A_1 + C_1 d_2) + B_2 C_1 \\
 B &= A_2 (B_1 + D_1 d_2) + B_2 D_1 \\
 C &= C_2 (A_1 + C_1 d_2) + D_2 C_1 \\
 D &= C_2 (B_1 + D_1 d_2) + D_2 D_1
 \end{aligned}
 \tag{II.14}$$

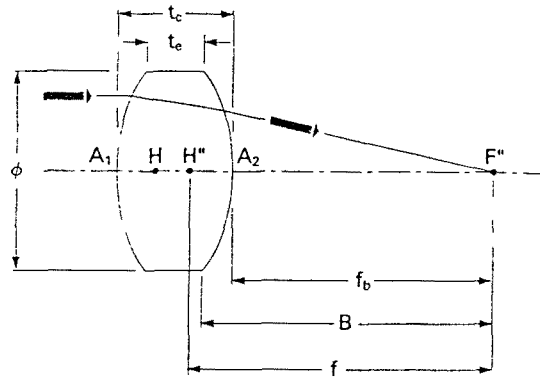


Figura II.16. Dimensiones físicas de una lente real [Melles-Griot, 95].

El parámetro q_3 del haz a la salida del telescopio tiene la forma [Yariv, 89]:

$$q_3(0) = \frac{A q_1(d_1) + B}{C q_1(d_1) + D} = \frac{[A d_1 + B] + j A z_0}{[C d_1 + D] + j C z_0}
 \tag{II.15}$$

Este haz debe tener su cintura a una distancia d_3 de la salida del telescopio, a la que se encuentra el blanco. La condición que impondremos será la siguiente:

$$\text{Re}[q_3(0)] = -d_3
 \tag{II.16}$$

La ecuación resultante tiene como incógnitas d_1 y d_2 . Introduciendo la condición de que la suma de ambas distancias es igual a:

$$d_1 + d_2 = K - t_{c,1}
 \tag{II.17}$$

donde $t_{c,1}$ es el grosor de la lente 1, obtenemos una expresión donde la única incógnita es d_1 . Se trata de una ecuación algebraica de cuarto grado en d_1 , en función de los parámetros ABCD de ambas lentes, z_0 , K y d_3 . Se resuelve numéricamente para cada situación. En el apéndice A.3 aparece la ecuación completa en función de los diferentes datos del problema. De la resolución obtenemos el valor de d_1 para cada valor de d_3 . En la figura II.17 se puede ver la relación entre

estas dos variables en el caso de trabajar con $K = 40 \text{ cm}$. Éste es el punto de partida para realizar todo el análisis óptico del sistema, realizando la propagación del haz a partir del sistema obtenido y obteniendo los parámetros $q_1(z)$, $q_2(z)$ y $q_3(z)$ que describen los tres haces (láser, interior del telescopio y de salida) implicados en la transmisión. A partir de aquí se han calculado, para las diferentes distancias al blanco consideradas:

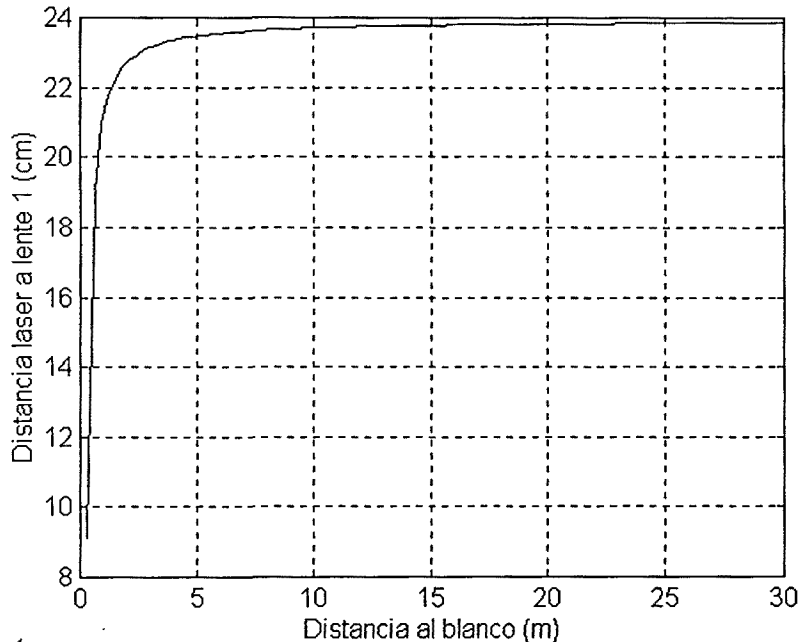


Figura II.17. Distancia del láser a la primera lente, d_1 , en función de la distancia al blanco, d_3 .

-*Profundidad de foco*, $2 z_{03}$ [Yariv, 89], de la cintura del haz sobre el blanco. Este parámetro del haz a la salida del telescopio es muy sencillo de calcular, ya que se trata de la parte imaginaria de $q_3(z)$. Si el blanco se aleja o acerca una distancia z_3 , el radio del spot crece $\sqrt{2}$ veces respecto del valor w_{03} . En el siguiente apartado se expondrá la importancia que este hecho tiene de cara al rendimiento en potencia en recepción. La variación de $2 z_{03}$ con la distancia al blanco puede apreciarse en la figura II.18. También se ha representado la *profundidad de campo*, según el criterio de Rudd [Rudd, 68]. Este criterio mide el margen de distancias en torno a la cintura del haz para las cuales, las ondas emitidas están desfasadas menos de media longitud de onda y se calcula con la siguiente expresión [Rudd, 68]:

$$\Delta d_3 = \frac{2 d_3}{\phi_2} w_{03} \quad (\text{II.18})$$

donde d_3 es la distancia al blanco, ϕ_2 el diámetro de la lente de salida y w_{03} el radio de la cintura del haz sobre el blanco.

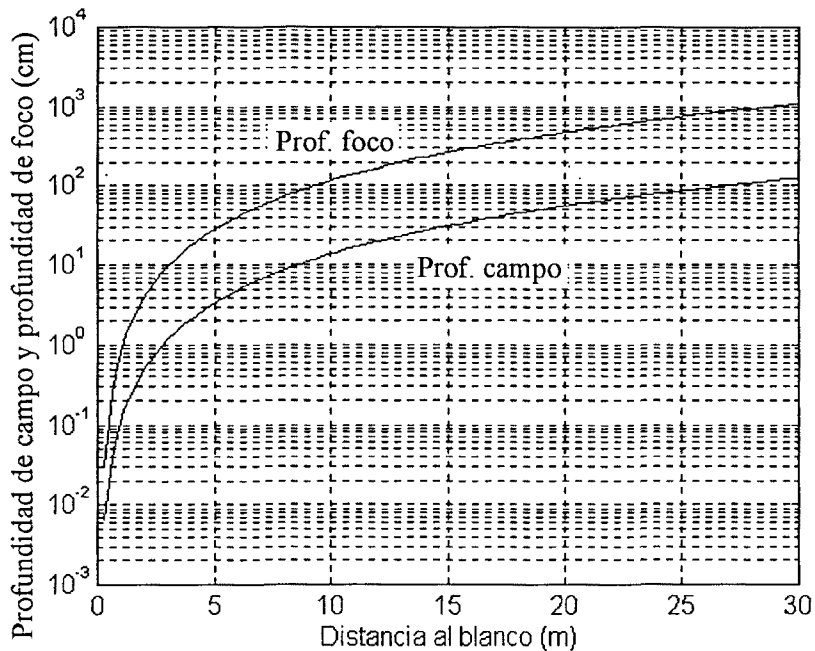


Figura II.18. Profundidad de foco ($2z_{03}$) y profundidad de campo.

-Tamaño de la cintura del haz (*spot*) sobre el blanco, $w_{03} = \sqrt{(\lambda z_{03}) / \pi}$. Este parámetro tiene importancia en el rendimiento del mezclador (ver apartado I.5.4) y en la incertidumbre en la medida de velocidad (apartado I.5.5.4) y se representa en la figura II.19.

-Ensanchamiento espectral de la señal Doppler, de acuerdo con el resultado anterior y con lo expuesto en el apartado I.5.5) para blancos lineales y rotatorios. Puede verse en la figura II.20.

-Diámetro de coherencia de la radiación dispersada por el blanco en la apertura del telescopio, esto es, tamaño del *grano*. Este cálculo se ha realizado aplicando el teorema de Van Cittert-Zernike [Goodman, 85], que proporciona conclusiones idénticas a la teoría sobre granulamiento de Goodman [Goodman, 84] tal y como se ha expuesto en el apartado I.4.1. En la figura II.21 se ha representado éste junto con el diámetro a $1/e^2$ en intensidad del haz transmitido a la salida del telescopio. Este es uno de los resultados más interesantes, ya que la coherencia se mantiene en toda el área efectiva de recepción, como se comentará en el siguiente apartado, al ser el diámetro de coherencia mayor que el del haz transmitido.

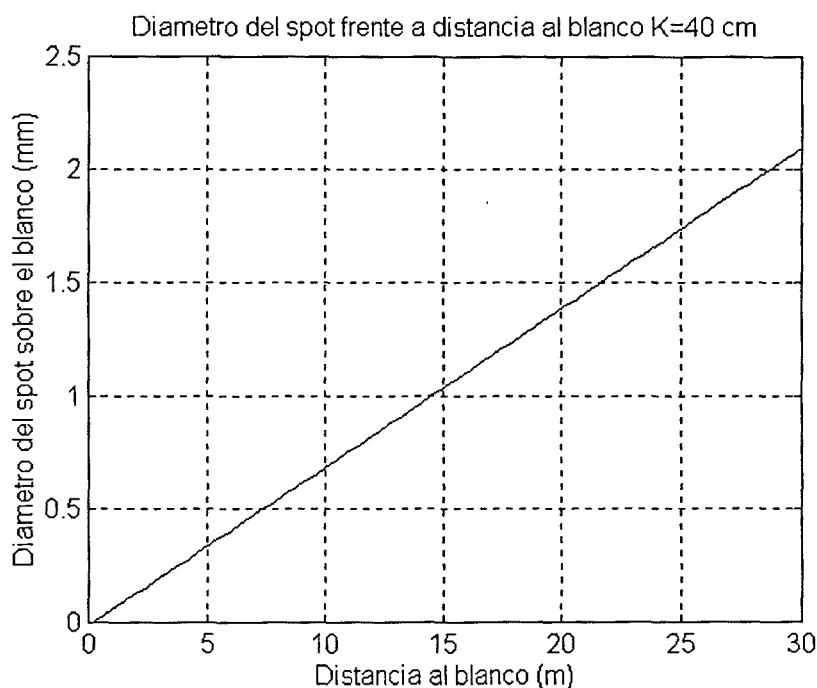


Figura II.19. Tamaño de la cintura del haz sobre el blanco, $2w_{03}$.

En todo el análisis realizado anteriormente se ha empleado la aproximación paraxial [Saleh-Teich, 91]. Es interesante comprobar a posteriori si este uso ha sido legítimo.

Se pueden descartar las aberraciones cromáticas, ya que trabajamos a una sola longitud de onda. Descartar las aberraciones geométricas implicará dos condiciones [Smith, 90]:

- Que los ángulos de convergencia o divergencia de los haces puedan ser aproximados por su seno o tangente.
- Que el diámetro de los haces en las lentes sean mucho más pequeños que el radio de curvatura de sus superficies esféricas.

La primera condición está representada en la figura II.22. Se han calculado los ángulos de convergencia/divergencia de los diferentes haces presentes en el sistema: haz de salida del láser, $\theta_{0,1}$, haz dentro del telescopio, $\theta_{0,2}$, y haz de salida, $\theta_{0,3}$, mediante la relación:

$$\theta_{0,i} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi z_{0,i}}} \quad (II.19)$$

con $i = 1,2,3$.

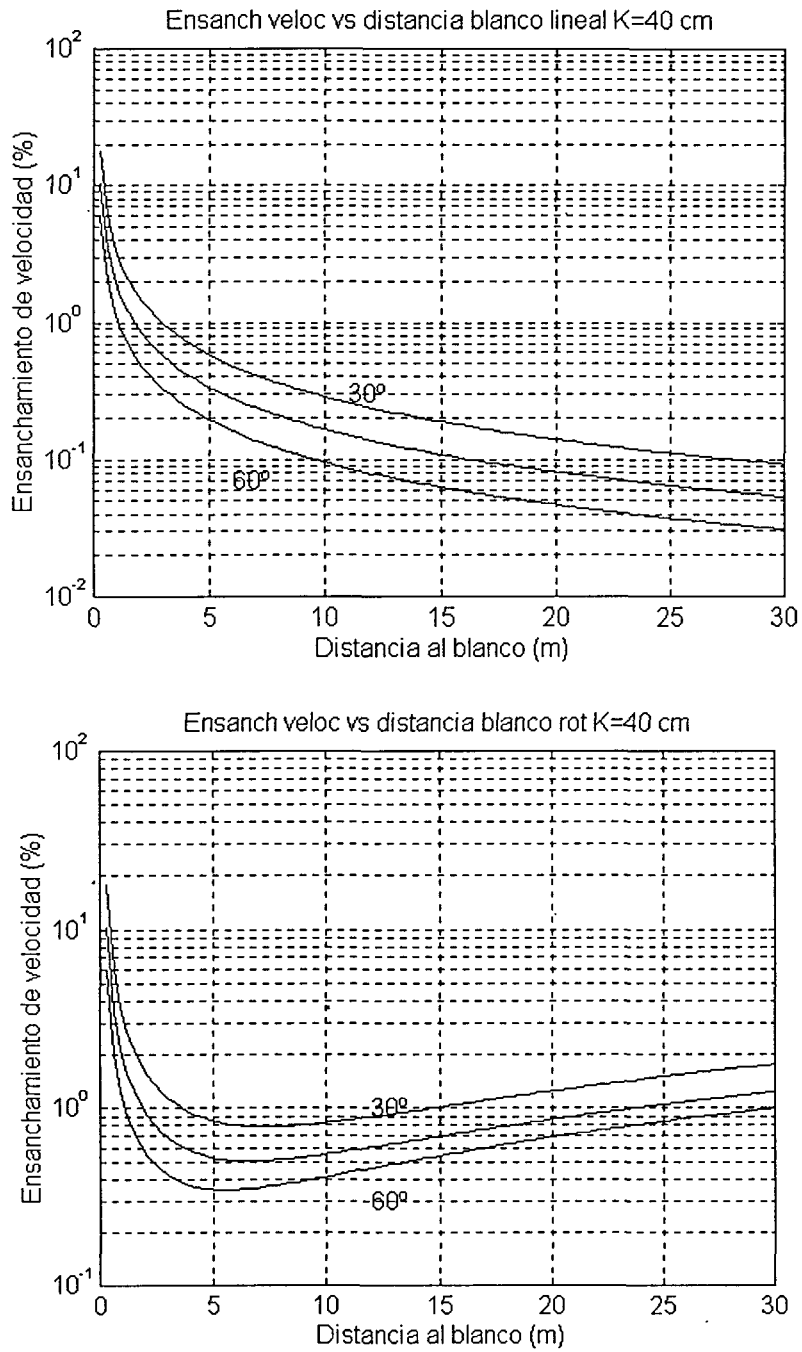


Figura II.20. Ensanchamiento espectral para blanco (a) lineal y (b) rotatorio (radio = 25 cm) frente a distancia al blanco para diferentes ángulos de incidencia φ .

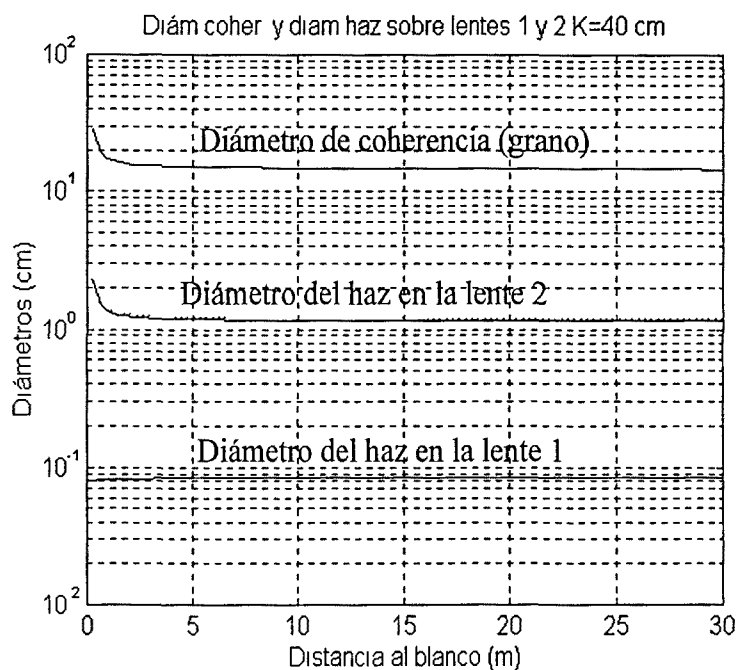


Figura II.21. Diámetro del haz a la entrada y a la salida del telescopio y diámetro de coherencia en la apertura de la radiación dispersada por el blanco (diámetro del grano).

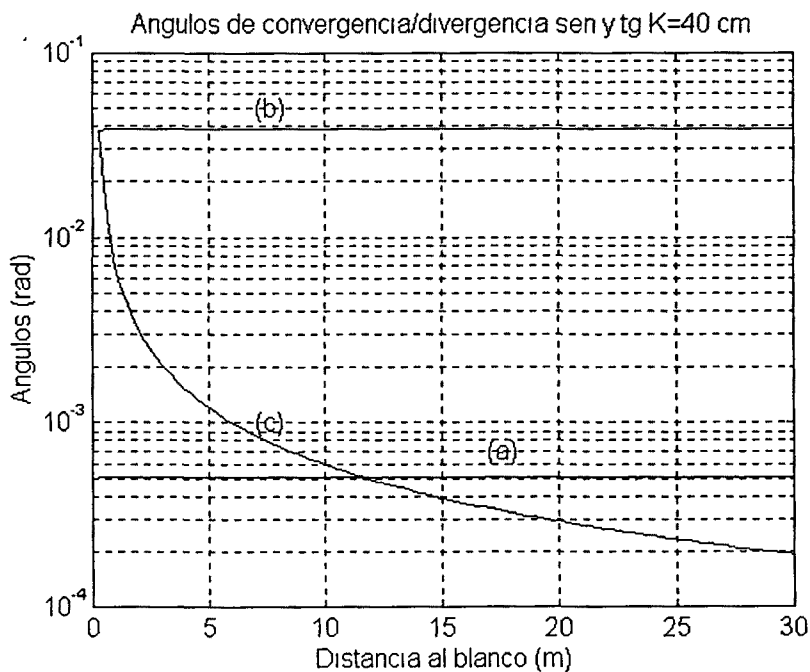


Figura II.22. Ángulos de convergencia/divergencia (a) inicial, (b) dentro del telescopio y (c) de salida.

Como se puede comprobar en la figura II.22, los ángulos θ_{0i} implicados son lo suficientemente pequeños como para que sus senos y tangentes puedan ser aproximados por el propio ángulo.

La segunda condición implica el cálculo del diámetro de los haces en las lentes, que ya aparecía en la figura II.21. Ambas lentes son simétricas, y los radios de curvatura de sus superficies esféricas se pueden calcular a partir de la expresión (II.13). El resultado es:

-Lente 1: $R_1 = 1,06 \text{ cm}$.

-Lente 2: $R_2 = 15,35 \text{ cm}$.

Como se aprecia en la figura II.21 en ambos casos los diámetros de los haces son un orden de magnitud menores que los valores calculados.

Por lo tanto es legítimo el uso realizado de la aproximación paraxial.

4.2.2. Oscilador Local Retropropagado (BPLO).

Por la construcción del sistema, el Oscilador Local Retropropagado (BPLO) coincide en todo momento con el haz transmitido. Esto aporta una gran ventaja, pues el rendimiento de la mezcla óptica será cercano a la unidad [Rye, 92].

Por ello, para calcular el área efectiva del receptor la haremos igual a la sección del haz transmitido en la lente de salida del sistema.

4.2.3. Comentario.

Del análisis realizado puede deducirse que no se trata de un prototipo optimizado. A pesar de su simplicidad, el formalismo de haces gaussianos resulta algo oscuro a la hora de interpretar sus resultados. El hecho de no poder disponer de una solución analítica sencilla, además, no facilita la interpretación de los resultados.

No obstante, de manera intuitiva sí que podemos realizar algunos comentarios. Así cabe decir que la relación f_2/f_1 (las distancias focales de ambas lentes) es el factor que, a priori, determina las prestaciones del sistema de manera más notable. En el prototipo empleado esta relación es de $f_2/f_1 = 15$. Un aumento en el valor absoluto de esta relación contribuiría a aumentar el diámetro del haz transmitido (y del BPLO) en la lente 2. Este aumento tendría un efecto en varios sentidos:

-Aumenta el área efectiva de recepción, ya que, amén de aumentar el diámetro del haz, aumenta también el ángulo de convergencia, θ_{03} , de los haces sobre el blanco, disminuyendo el tamaño de la cintura del haz y por tanto del spot sobre el blanco. Esta disminución del tamaño de la zona iluminada resulta, de acuerdo con la ecuación (I.47), en un incremento del diámetro de coherencia de la radiación dispersada, de manera casi lineal con f_2/f_1 , lo que implicará un aumento

cuadrático con f_2/f_1 en el área efectiva de recepción, en la potencia recibida y en la relación señal a ruido final.

-Se produce un aumento del ensanchamiento espectral debido a los dos primeros efectos citados en el apartado I.5.5 (rugosidad de la superficie del blanco y ángulo de convergencia, muy importantes a cortas distancias) y disminución debido al tercer efecto (margen de velocidades en el spot, el más importante a distancias largas). El efecto es relativamente perjudicial para blancos lineales y beneficioso a distancias largas para blancos rotatorios.

-El incremento del ángulo de convergencia, θ_{03} , acarrea una disminución de la distancia de Rayleigh, z_{03} . Como se comenta en el apartado II.4.4, esto implica una disminución de la tolerancia en distancia del sistemas, de acuerdo con la ecuación (II.33). No obstante, y también de acuerdo con la ecuación (II.33) la tolerancia en distancia es proporcional a la raíz cuadrada de la relación señal a ruido, por lo que ambas influencias se compensan.

-El incremento en la relación f_2/f_1 resulta, para el caso más razonable en el que no sea posible reducir el valor absoluto de f_1 , en un incremento de la suma $f_1 + f_2$, mínima distancia entre las lentes 1 y 2. Por esto el aumento de manera indefinida esta relación implica un crecimiento en igual medida de las dimensiones físicas del sistema. También implica aumentar el diámetro de la lente 2, a fin de no provocar problemas de bloqueo.

-Todas las consideraciones anteriores no han tenido en cuenta la distorsión del frente de onda producida por las inhomogeneidades de la atmósfera. En general, el área efectiva no superará, en ningún caso, la correspondiente al diámetro de coherencia de la atmósfera, definido en el apartado I.4.2.3. Si el sistema debe trabajar en condiciones de turbulencia fuerte, el diámetro del área efectiva del receptor no superará los *10 cm* para trayectos de unos *10 m*, y será aún menor para trayectos más largos, de acuerdo con la figura I.16.

Como conclusión cabe decir que el aumento en la relación f_2/f_1 supondrá, de manera global, una mejora en el rendimiento del sistema, aunque no es posible aumentarlo de manera indefinida, debido a las limitaciones en el tamaño del sistema y a las debidas a la distorsión del frente de onda debido a las inhomogeneidades de la atmósfera.

4.3. BALANCES DE POTENCIA.

Un elemento que aún no ha sido calculado es la reflectividad del divisor de haz. Ésta determina fuertemente el balance de potencias implicadas en el sistema. El divisor de haz desvía parte de la señal transmitida, que es empleada como oscilador local. Lo mismo hace con la porción de señal recibida que es dirigida hacia el fotodiodo. Por lo tanto la potencia de ambos es directamente proporcional a su reflectividad r . Sin embargo, la potencia transmitida es disminuida en una relación $(1 - 2r)$ a cada paso por el divisor, ya que sus dos caras producen múltiples

reflexiones, como puede apreciarse en la figura II.23. De ellas sólo consideraremos dos como significativas: las que se producen por la incidencia del haz transmitido, con el mismo coeficiente r . La potencia recogida por el receptor también se ve disminuida por el factor $(1 - 2r)$ antes de incidir sobre el espejo de salida del láser.

Según estas consideraciones, la potencia recibida que incide en el fotodiodo es proporcional al factor:

$$P_{RX} \propto (1 - 2r)^2 r \quad (\text{II.20})$$

Intentaremos maximizar esta potencia ya que, según las expresiones (I.80) y (I.81), en situación de limitación por ruido cuántico la relación señal a ruido es proporcional a P_{RX} . Para ello derivamos respecto de r e igualamos a cero la expresión (II.20):

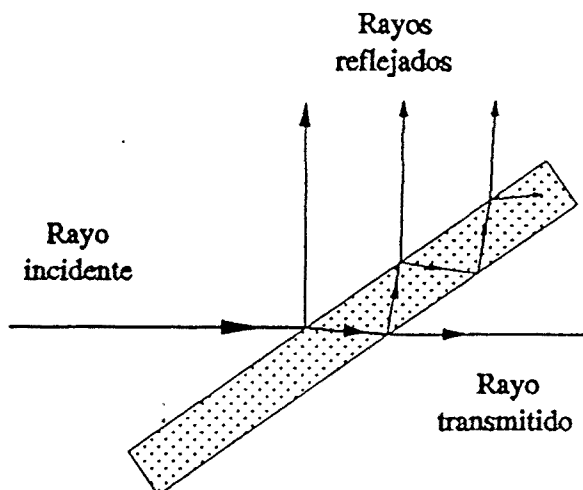


Figura II.23. Múltiples reflexiones en una lámina planoparalela.

$$(1 - 2r)^2 - 4r(1 - 2r) = 0 \quad (\text{II.21})$$

que tiene una raíz en $r = 0,5$ y otra en $r = 1/6$. La primera es un mínimo de la función, mientras que la segunda es un máximo. La potencia de la señal puede ser incrementada empleando los recursos disponibles: ganancia de avalancha y amplificación posterior. Por lo tanto buscaremos un divisor de haz con una reflectividad próxima a $r = 0,17$.

No obstante se deben tener en cuenta otros factores para calcular el valor de la potencia de oscilador local, cuyo valor es $P_{OL} = r P_{LÁSER}$. El primero es la diferencia de diámetros entre el haz procedente del láser y el fotodiodo. Consultando las tablas II.1 y II.2, así como el apéndice A.1, obtenemos que éstos son:

- Diámetro haz láser SIEMENS LGK 7627: $0,8 \text{ mm}$.
- Diámetro haz láser UNIPHASE 1507P-0: $0,48 \text{ mm}$.
- Diámetro fotodetector EG&G C30902E: $0,5 \text{ mm}$.

Es decir que, en el caso de trabajar con el láser SIEMENS, aparecen unas pérdidas adicionales $L_o = 0,5^2 / 0,8^2 = 0,3906$ (aproximadamente unos 4 dB de pérdidas) por la desadaptación de diámetros.

Ya se ha justificado en el capítulo II.2 que es necesario trabajar con el fotodiodo en avalancha, si bien no en situación nominal, con el objeto de superar el nivel de ruido térmico producido por el amplificador de transimpedancia y de no reducir el ancho de banda del fotodiodo. El valor mínimo de responsividad @ 633 nm en situación de avalancha (ver apéndice A.1) es de $\rho_{APD} \approx 7 \text{ A/W}$ para el fotodiodo empleado.

En el caso de emplear el láser SIEMENS, la corriente continua que atraviesa el fotodiodo en estas circunstancias es de:

$$\langle i_{DC} \rangle = \rho_{APD} P_{LÁSER} r L_o \approx 4,7 \text{ mA} \quad (\text{II.22})$$

donde se ha tenido en cuenta que la potencia típica de emisión es de 10 mW . Este valor de corriente continua supera el máximo soportado por el fotodiodo, por lo que buscaremos un divisor de haz cuya reflectividad sea inferior a la indicada, ya que es el único parámetro que podemos modificar.

En el laboratorio se ha trabajado con un divisor de haz de 3 mm de grosor cuya reflectividad a 45° es de $0,08$ para la polarización vertical y de $0,025$ para la polarización horizontal. Ello implica que la corriente continua por el fotodiodo oscilará entre un máximo de $2,24 \text{ mA}$ (cuando el OL incida con polarización vertical) y un mínimo de $0,7 \text{ mA}$ (cuando el OL incida con polarización horizontal). De manera habitual, la corriente por el fotodiodo tomará un valor medio entre los dos.

La potencia de la señal Doppler se puede calcular a partir de la expresión (I.77), considerando la ganancia de transimpedancia G_T y la impedancia de carga del módulo APD-amplificador, 50Ω :

$$\langle P_{Doppler} \rangle = \frac{\langle i_{det}^2 \rangle G_T^2}{50 \Omega} \quad (\text{II.23})$$

Ya ha sido comentado en el apartado I.5.3 que la presencia de diferentes modos longitudinales en la radiación producida por el láser provoca una pérdida en potencia adicional en el valor cuadrático medio de la corriente de la señal Doppler igual al número de modos N . Los dos láseres empleados son de HeNe, medio que presenta un ancho de banda de su curva de ganancia (ver apartado I.2.1) de $1,4 \text{ GHz}$. El láser SIEMENS presenta una separación entre modos de 438 MHz

(ver tabla II.1), por lo que, en el caso peor aparecerían 4 modos longitudinales que supondrían una pérdida adicional de unos 6 dB. Los modos longitudinales del láser UNIPHASE, por su parte, están separados 1,04 GHz, por lo que en el caso peor tendremos unas pérdidas adicionales de 3 dB a consecuencia de los 2 modos presentes.

Calcularemos la potencia del oscilador local P_{OL} con la expresión:

$$P_{OL} = \langle r \rangle P_{LÁSER} L_{\circ} \quad (II.24)$$

donde $\langle r \rangle$ es el valor medio de reflectividad del divisor de haz. La potencia recibida $\langle P_{RX} \rangle$ será calculada a partir de la expresión (I.103), modificada para incluir las pérdidas en el beamsplitter y posibles efectos de bloqueo:

$$\langle P_{RX} \rangle = \langle A_R \rangle L_{\circ} (1 - 2r)^2 r \frac{\sigma^0}{\pi} \frac{P_T}{R^2} \quad (II.25)$$

donde todos los parámetros ya han sido definidos.

Efectuaremos el cálculo del área efectiva $\langle A_R \rangle$ empleando la expresión (I.104). Tanto el área definida por el tamaño del BPLO en la lente de salida, A_{BPLO} , como en área de coherencia de la granulación debida a la dispersión en el blanco, A_{coh} (ver apartado I.4.1.), se calculan a partir de las curvas de diámetro del haz transmitido en la lente 2 y de diámetro de coherencia de la señal dispersada por el blanco que pueden verse en la figura II.21, ya comentadas. En la figura II.24 se puede apreciar la variación de las tres magnitudes para las diferentes distancias al blanco, si se emplea el láser SIEMENS. Como se aprecia, el área de coherencia (del grano) supera con creces a las demás, así como al área de la lente 2, igual a $A_R = \pi \cdot (2,5 \text{ cm})^2 = 19,625 \text{ cm}^2$. Esto implica que será el tamaño del BPLO en la lente 2, equivalente al del haz transmitido, el que delimite el área efectiva de recepción. De la comparación con la figura I.16 podemos seguir que estas áreas son notablemente inferiores al área máxima de coherencia impuesta por la turbulencia atmosférica, excepto para el caso de turbulencia fuerte, en el que podría llegar a tener una influencia apreciable.

En la figura II.25, se representa la potencia de señal Doppler y el ruido térmico frente a la distancia para el láser SIEMENS, para ángulos φ entre 5 y 85°. Estos valores de potencia detectada son calculados a partir de los datos experimentales de la tabla II.6.

Potencia incidente sobre el blanco:	6,3 mW
Reflectividad del papel:	~0,75
Factor de pérdida en las lentes:	~0,8 (1 dB)

Tabla II.6. Parámetros para el balance de potencias.

Como se puede comprobar, se ha tomado un ancho de banda de resolución (y por tanto, un ancho de banda de ruido) de $BW = 100 \text{ kHz}$. Éste es el valor que, empíricamente, ha demostrado ser el más adecuado para observar estas señales en el analizador de espectros, como se verá en el apartado siguiente.

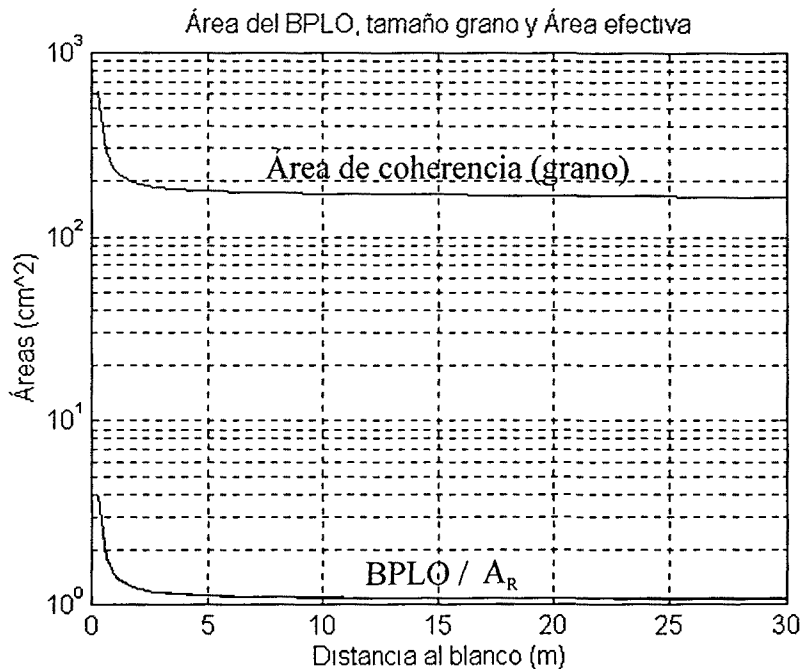


Figura II.24. Área del grano, del BPLO y efectiva del receptor frente a distancia al blanco para el láser SIEMENS.

Para valores del ángulo φ superiores a 60° , el valor de potencia esperada disminuye notablemente, por debajo incluso del nivel de ruido. Esto es debido sobre todo a la caída de la reflectividad para ángulos grandes (ver capítulo II.3). Esta será una de las razones de que se elijan ángulos que no superen los 60° en las medidas del apartado II.4.5. Por otra parte, aunque para valores pequeños de φ el valor de potencia recibida es mayor, el *efecto seno* descrito en la figura II.9 provoca la disminución rápida del valor de la componente longitudinal de velocidad a medir. Todo ello hace que las medidas en el laboratorio se hayan realizado para los ángulos 30° , 45° y 60° .

En la figura II.26 aparecen, calculadas, las áreas de coherencia de la granulación, del oscilador local y el área efectiva, todas ellas en la lente de salida para el láser UNIPHASE. Como se puede apreciar, además de inferior en potencia, su menor diámetro de haz produce una menor área efectiva del receptor. Para compensar, se ha elevado la tensión de polarización del fotodiodo hasta su valor de catálogo, presentando una ganancia de avalancha cercana a la nominal ($M = 150$). Todo esto lleva, como se puede apreciar en la figura II.27, si bien los valores de potencia de señal recibida son semejantes, el ruido a la salida es notablemente mayor, al incrementarse el factor de ruido en exceso $F(M)$. Se ha empleado el valor medido de potencia incidente sobre el blanco, que es de $0,69 \text{ mW}$. De acuerdo con las ecuaciones (I.81), la relación señal ruido, para todas las

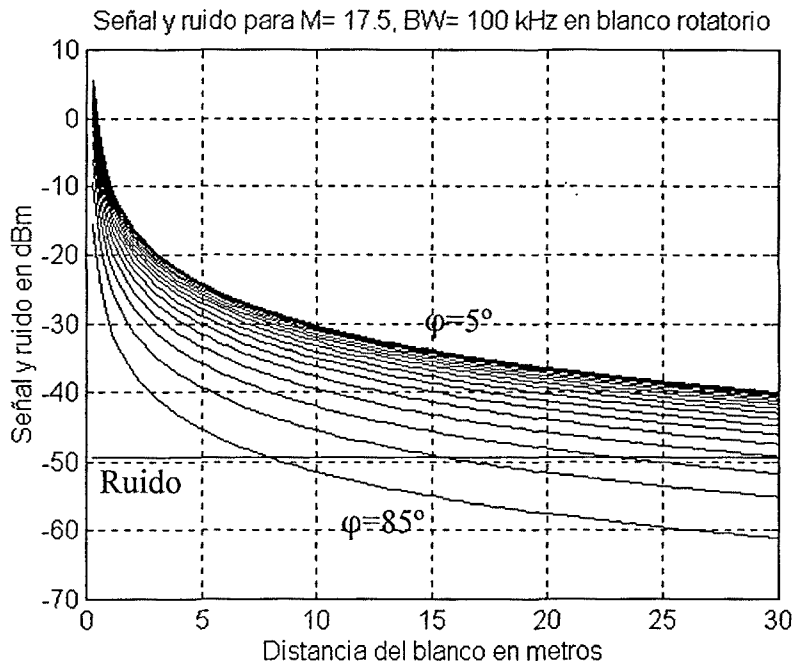


Figura II.25. Potencia de la señal Doppler y ruido frente a distancia al blanco para el láser SIEMENS, con $\phi = 5, 10, \dots 85^\circ$.

distancias, es menor que en el caso de emplear el láser SIEMENS, debido al menor valor de potencia recibida, P_{RX} .

Sin embargo, estos valores calculados de potencia no son los observados directamente en el analizador de espectros. Hay que tener en cuenta el ensanchamiento espectral que sufre la señal proporcionalmente a la velocidad del blanco, descrito en el apartado I.5.5. Si la anchura espectral de la señal Doppler es notablemente mayor que el ancho de banda de resolución, como ocurre a altas velocidades, la lectura obtenida en el analizador disminuye. En la figura II.28 se representan los valores calculados de los niveles de potencia esperados para el caso de trabajar con el láser SIEMENS y con el blanco rotatorio y el blanco lineal, para ángulos de incidencia ϕ de 5° a 85° . El blanco rotatorio gira aproximadamente a $2\,000$ rpm, que supone una velocidad lineal en su periferia de unos $52,5$ m/s; las poleas del blanco lineal giran aproximadamente a $1\,900$ rpm, que supone una velocidad lineal de unos $11,95$ m/s.

Se puede apreciar como, a pesar de que el material del blanco lineal presenta menor coeficiente de dispersión que el papel del blanco rotatorio, la potencia recibida es semejante en ambos casos. Esto obedece a varias razones. La primera es que la velocidad lineal máxima del blanco lineal es menor que la del rotatorio. La segunda, el menor ensanchamiento espectral relativo que produce el blanco lineal en la radiación dispersada, para distancias superiores a unos 3 m, según se adelantaba en la figura I.26.

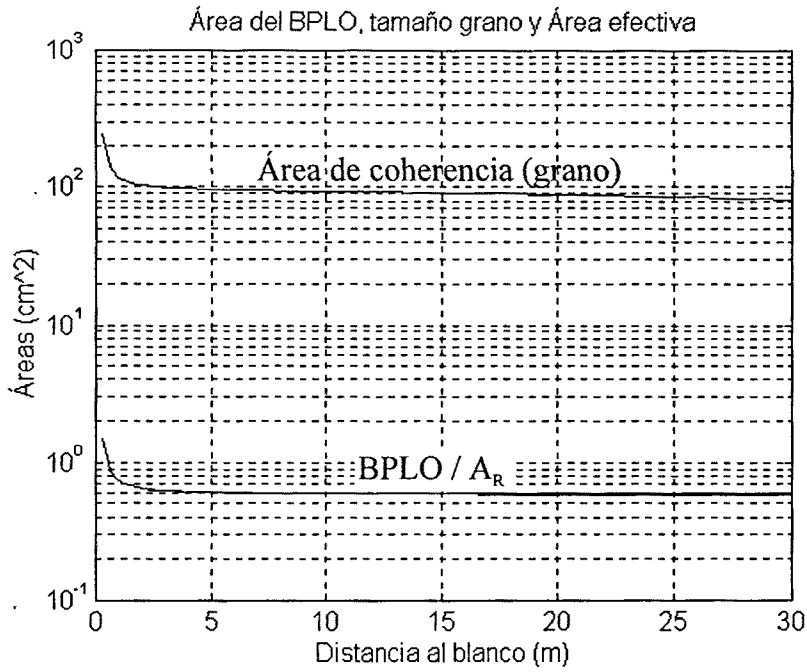


Figura II.26. Área del grano, del BPLO y efectiva del receptor frente a distancia al blanco, para el láser UNIPHASE.

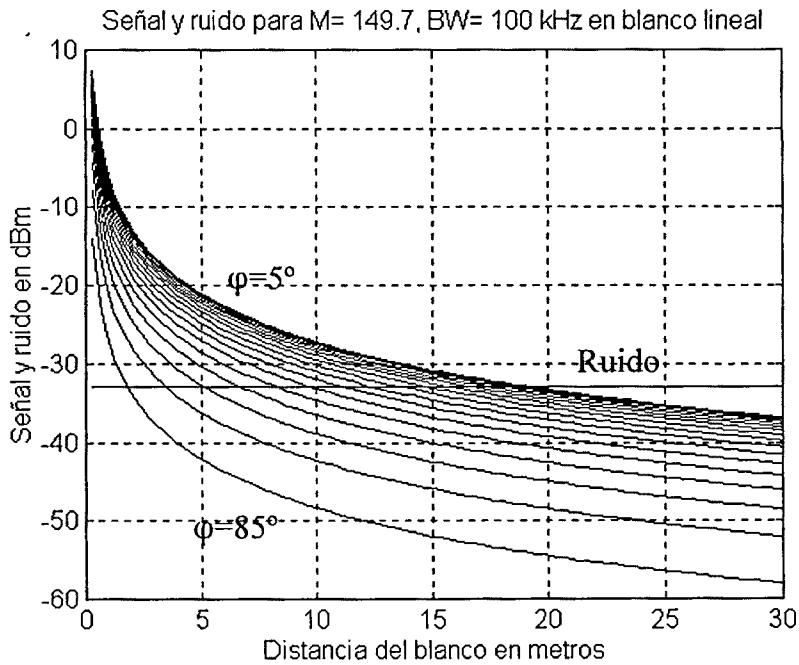


Figura II.27. Potencia de la señal Doppler y ruido frente a distancia al blanco para el láser UNIPHASE, con $\phi = 5, 10, \dots 85^\circ$.

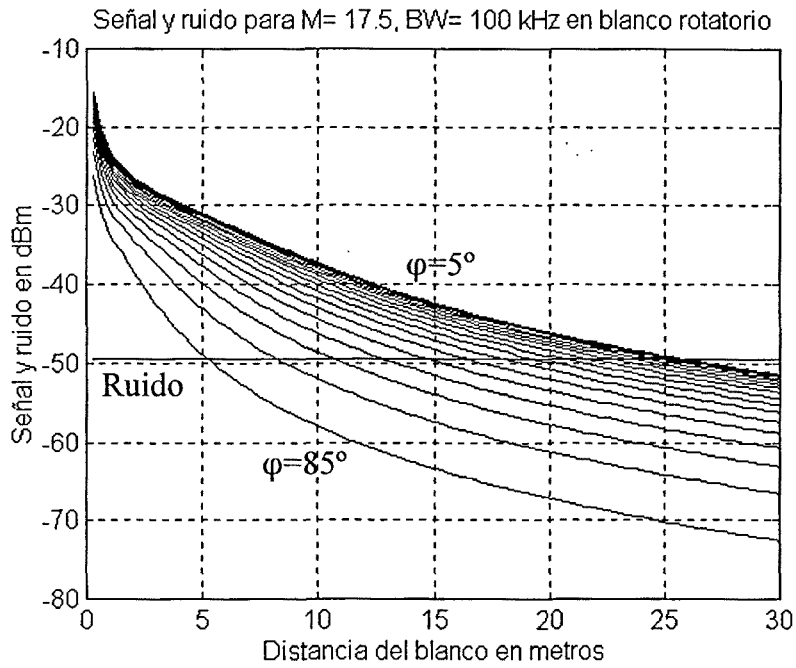


Figura II.28. Lecturas esperadas de potencia de señal y nivel de ruido para $RBW=100$ kHz para el blanco rotatorio, para $\varphi = 5, 10, \dots, 85^\circ$.

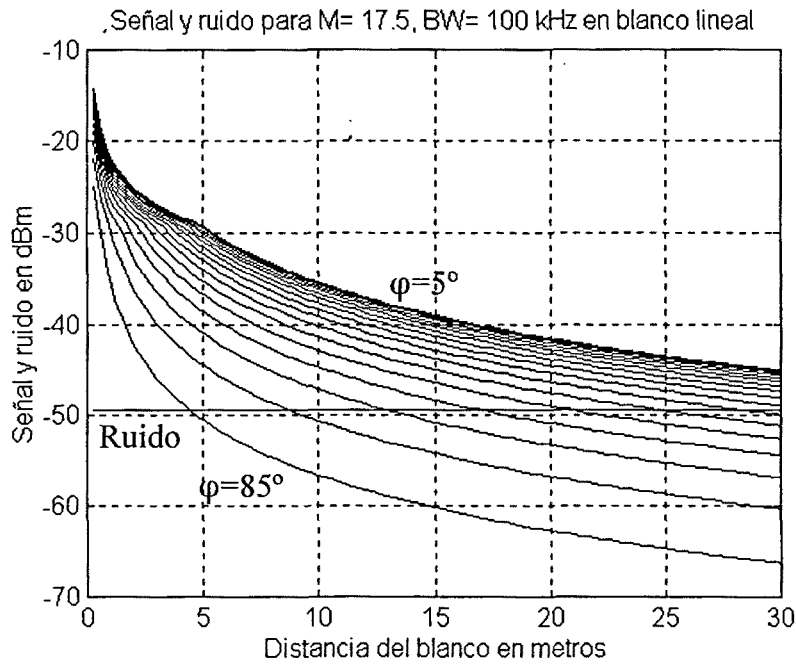


Figura II.29. Lecturas esperadas de potencia de señal y nivel de ruido para $RBW=100$ kHz para el blanco lineal, para $\varphi = 5, 10, \dots, 85^\circ$.

4.4. TOLERANCIA EN DISTANCIA.

En todos los cálculos anteriores se ha considerado que la cintura del haz transmitido está situado exactamente sobre el blanco. Sin embargo, esta situación no puede ser mantenida de manera permanente en situaciones operativas (coches en una carretera, piezas móviles en una fábrica, cables enrollando o desenrollándose, etc) o incluso en el laboratorio (pequeñas irregularidades en los blancos construidos).

Rudd [Rudd, 68] propone un criterio para la tolerancia en distancia, que llama *profundidad de campo*, ΔR , y que ha sido definido en la ecuación (II.18) y representado en la figura II.18. Sin embargo, y de acuerdo con la teoría sobre el área de coherencia del granulamiento recogida en el apartado I.4.1, desarrollaremos aquí un criterio más acorde con las características de la señal eléctrica obtenida tras la fotodetección.

Ya se ha comentado que, de acuerdo con la referencia [Rye, 92], el área efectiva, $\langle A_R \rangle$, de mezcla de la señal recibida con el oscilador local se corresponde con el mínimo entre el tamaño del granulamiento y la sección del BPLO (en nuestro caso idéntica a la del haz transmitido) en un punto dado del sistema, que hemos tomado por comodidad en la lente de salida. De acuerdo con el teorema de Van Cittert-Zernike [Goodman, 85], el área de coherencia sobre la lente 2 (ver figura II.14) es el siguiente:

$$A_{coh} = 16\pi \left(\frac{\lambda R}{w} \right)^2 \quad (II.26)$$

que es inversamente proporcional al cuadrado del tamaño del spot sobre el blanco. Consideraremos el caso peor de que sea el tamaño del granulamiento el que limite el valor final. Al alejarse la posición de la cintura del haz respecto de la posición del blanco, el tamaño del spot crece según la expresión [Yariv, 89]:

$$W(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{03}} \right)^2} \quad (II.27)$$

donde z es el desplazamiento respecto de la cintura del haz y z_{03} la distancia de Rayleigh del haz transmitido. Conforme el desplazamiento z crece, hacia o desde el sistema lidar, el tamaño del spot crece y, por lo tanto, el área de coherencia disminuye, de acuerdo con la ecuación (II.26); cuando z supera el valor z_{03} , el tamaño del spot crece de manera lineal. De acuerdo con (I.87) y (I.88), la potencia recogida útil disminuye al disminuir el área de coherencia y con ella la potencia de la señal detectada, de acuerdo con (I.78), y la relación señal ruido, como indican las ecuaciones (I.79) y (I.80).

Parte II: Desarrollo de un Lidar Coherente

El criterio que adoptaremos será garantizar que la relación señal a ruido se mantenga por encima de 10 dB como garantía de que el sistema de adquisición automática, descrito en el capítulo II.5, pueda seguir funcionando sin problemas. Se trata de un criterio convencional que, sin embargo, no resulta conservador en exceso. Para ello, una vez estimada la relación señal a ruido $SNR(R)$ a una determinada distancia R , consideraremos que el área de coherencia puede disminuir sin afectar a las prestaciones del sistema una cantidad que no comprometa esta condición y que podemos escribir:

$$\frac{A_{coh}}{A'_{coh}} \leq \frac{SNR(R)}{10} \quad (\text{II.28})$$

donde A_{coh} es el área de coherencia de la radiación dispersada cuando el blanco está perfectamente iluminado por la cintura del haz:

$$A_{coh} = 16 \pi \left(\frac{\lambda R}{w_0(R)} \right)^2 \quad (\text{II.29})$$

donde $w_0(R)$ es el radio de la cintura del haz enfocado a una distancia R . A'_{coh} es el área de coherencia en la situación límite aceptable:

$$A'_{coh} = 16 \pi \left(\frac{\lambda R}{W(z, w_0(R))} \right)^2 \quad (\text{II.30})$$

donde hemos considerado que $z \ll R$. Si el cociente entre áreas de coherencia debe cumplir la condición (II.28), podemos escribir la siguiente expresión:

$$W(z, w_0(R)) \leq \sqrt{\frac{SNR(R)}{10}} w_0(R) \quad (\text{II.31})$$

Y, sustituyendo la expresión (II.27) en la anterior:

$$w_0(R) \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{03}(R)} \right)^2} \leq \sqrt{\frac{SNR(R)}{10}} w_0(R) \quad (\text{II.32})$$

que, al despejar nos da la condición que impondremos:

$$z \leq z_{03}(R) \sqrt{\frac{SNR(R)}{10} - 1} \quad (II.33)$$

que evidentemente sólo será válida en el caso de que la relación señal a ruido con la cintura del haz situada sobre el blanco supere los 10 dB . En las figuras II.30 y II.31 pueden verse sendas estimaciones de la tolerancia en distancia para los casos descritos previamente en las figuras II.28 y II.29, de alta velocidad para el blanco rotatorio y el blanco lineal. Debe tenerse en cuenta que, por una parte, el coeficiente de retrodispersión del blanco rotatorio es mayor que el del lineal, por lo que la potencia recibida es mayor; por otra parte, el ensanchamiento espectral producido por el blanco rotatorio es mayor que el del blanco lineal. De la compensación entre estos dos efectos, comprobamos que predomina la mayor potencia recibida del blanco rotatorio, apareciendo valores de tolerancia más elevados.

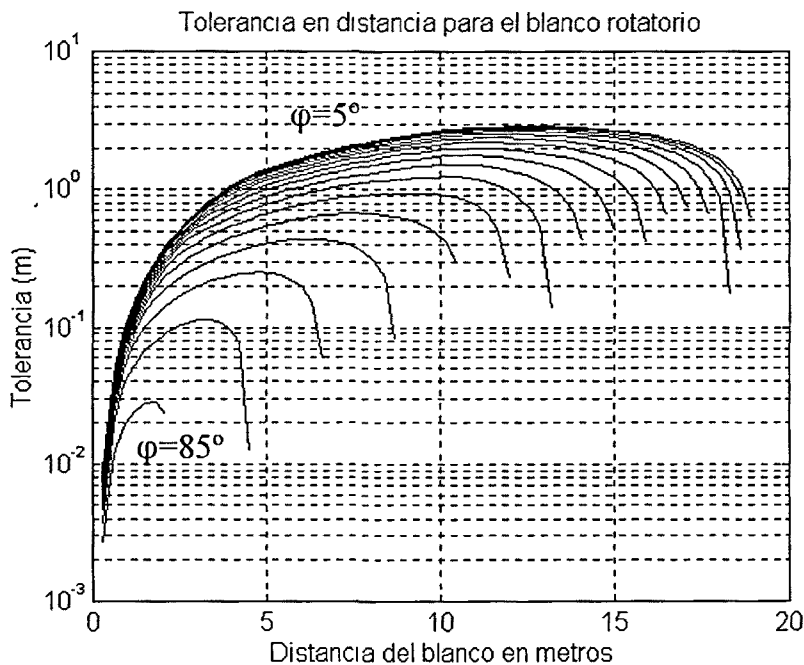


Figura II.30. Tolerancia en distancia para el blanco rotatorio y el láser SIEMENS para diferentes ángulos φ .

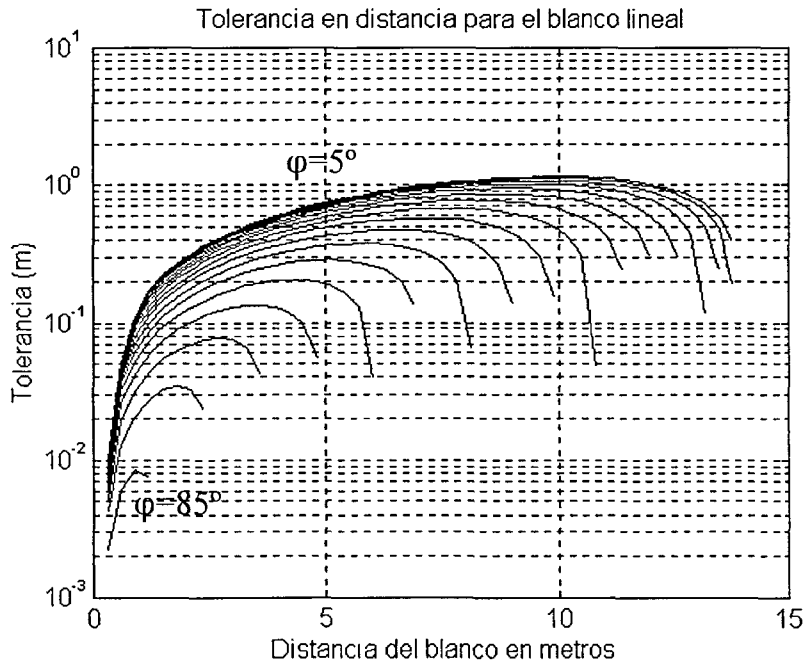


Figura II.31. Tolerancia en distancia para el blanco lineal y el láser SIEMENS para diferentes ángulos ϕ .

Los valores de tolerancia calculados son bastante elevados a partir de unos 5 m de distancia al blanco. Ello implica una robustez añadida al sistema frente a la incertidumbre en el conocimiento de la distancia a la que se encuentra el móvil. No obstante, al aumentar la distancia más allá de ese valor la disminución de la potencia recibida, y por tanto de la relación SNR, los valores de tolerancia caen rápidamente.

Aparece aquí una fuerte limitación en el alcance del sistema, al haber impuesto el mantenimiento de una relación señal a ruido de, al menos, 10 dB. Se puede ver como, debido al mayor valor de reflectividad del papel que recubre el blanco rotatorio, el margen útil se extiende hasta unos 18 m, mientras que para el blanco lineal, éste queda reducido a unos 13 m.